

Г. А. ФИЛИППОВ,
О. А. ПОВАРОВ,
В. В. ПРЯХИН

ИССЛЕДОВАНИЯ И РАСЧЕТЫ ТУРБИН ВЛАЖНОГО ПАРА

Под редакцией М. Е. ДЕИЧА



«ЭНЕРГИЯ»

МОСКВА 1973

Филиппов Г. А. и др.

Ф51 Исследования и расчеты турбин влажного пара.
Под ред М. Е. Дейча, М., «Энергия», 1973.

232 с. с ил.

Перед загл. авт.: Г. А. Филиппов, О. А. Поваров,
В. В. Пряхин.

Книга посвящена вопросам возникновения, движения и воздействия жидкой фазы на характеристики проточных частей турбин, работающих на двухфазных средах, в частности на влажном водяном паре. Приводятся результаты детальных исследований движения пленок, структуры двухфазной среды и характеристик турбинных решеток, характеристики и методы расчета проточных частей ступеней, рассчитанных на дозвуковые и большие сверхзвуковые скорости. Большое внимание уделяется проблемам внутритурбинной сепарации влаги и эрозии лопаток. В заключение даются примеры конструктивного выполнения влажностаровых турбин.

Книга предназначена для широкого круга инженеров и научных работников, занимающихся проектированием, эксплуатацией и исследованиями турбин влажного пара, а также для студентов энергостроительных и теплоэнергетических специальностей.

Ф 30303—235
051(01)-73 21-73

6П2.23

© Издательство «Энергия», 1973 г.

ГЕННАДИЙ АЛЕКСЕЕВИЧ ФИЛИППОВ,
ОЛЕГ АЛЕКСЕЕВИЧ ПОВАРОВ,
ВАЛЕРИЙ ВЛАДИМИРОВИЧ ПРЯХИН

ИССЛЕДОВАНИЯ И РАСЧЕТЫ ТУРБИН ВЛАЖНОГО ПАРА

Редактор И. А. Шалобасов
Редактор издательства И. В. Волобуева
Переплет художника П. П. Перевалова
Технический редактор Г. Г. Хацкевич
Корректор В. С. Антипова

Сдано в набор 29/I 1973 г.
Формат 70×108^{1/8}
Усл. печ. л. 20,3
Тираж 4 000 экз.

Подписано к печати 20/XII 1973 г.

Т-19970
Бумага машинописная
Уч.-изд. л. 22,32
Цена 1 р. 50 к.

Зак. 45

Издательство «Энергия», Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

Московская типография № 10 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательства, полиграфии и книжной торговли.
Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время ведутся обширные теоретические и экспериментальные исследования в области механики многофазных и многокомпонентных сред. Первые работы в этой области были вызваны необходимостью уточнения расчетов паровых турбин, основная доля процесса расширения в которых из-за низких начальных температур лежит в двухфазной зоне. Были выявлены многие физические особенности потоков двухфазных сред, введены поправочные коэффициенты на к.п.д. турбин и коэффициенты расхода. Особенно большой прогресс достигнут в анализе спонтанной конденсации переохлажденного пара.

В последнее десятилетие ввиду интенсивного развития многих существующих отраслей техники и возникновения новых, рабочие процессы в которых сопровождаются образованием парожидкостных систем и систем с твердыми включениями, наблюдается повышенный интерес к проблемам двухфазных сред. Особенно остро проблемы влажного пара стали проявляться в атомной энергетике, развитие которой во многих странах, в том числе и в СССР, идет в настоящее время на базе водо-водяных и кипящих реакторов. Процессы расширения пара в турбинах такого типа электростанций, как правило, начинаются с линии насыщения и при отсутствии промежуточного перегрева целиком лежат в двухфазной области состояний. Высокая конечная влажность пара приводит к необходимости использования выносных сепараторов, развитой системы сепарации внутри проточной части турбины и специальных мер защиты проточной части от эрозии. Рост единичных мощностей турбин, увеличение длин рабочих лопаток и их окружных скоростей приводит к дополнительным трудностям при ре-

шении задач повышения экономичности и защиты от эрозии.

Широкие исследования потоков двухфазных сред в различных странах и организациях проводились по многим направлениям. В Советском Союзе эти исследования велись с уклоном в область проточных частей турбин. Они были начаты в конце 50-х годов БИТМ и ХТГЗ. В дальнейшем они были развиты в ЦКТИ, ЛПИ, на КТЗ, ЛМЗ и других организациях. В МЭИ на кафедре паровых и газовых турбин исследования потоков двухфазных сред ведутся с 1959 г. и направлены в основном на решение физических задач. Здесь широко изучались процессы спонтанной конденсации переохлажденного пара, истечение двухфазных сред из сопел и каналов различной формы, распространение слабых возмущений (скорость звука), скачковые явления в потоках влажного пара, двухфазный пограничный слой и др. Одновременно решались задачи по повышению экономичности решеток и ступеней турбин, определялось влияние влажности на расходные характеристики и реактивность. Большое внимание уделялось также вопросам сепарации влаги из проточных частей турбин. Исследовались проточные части сверхзвуковых ступеней в двухфазной области состояния, а также процессы эрозионного износа лопаток.

Количество опубликованных на данную тему работ за рубежом и в СССР является довольно обширным. Далеко не полный перечень публикаций приведен в конце монографии. Можно назвать несколько монографий, в которых наиболее полно обобщены теоретические и экспериментальные исследования в области проточных частей турбин. Это работы: Г. Гёрмати «Основы теории турбин насыщенного пара»

(1962 г.), И. И. Кириллова и Р. М. Яблоника «Основы теории влажнопаровых турбин» (1968 г.) и М. Е. Дейча и Г. А. Филиппова «Газодинамика двухфазных сред» (1968 г.).

Следует, однако, отметить, что до настоящего времени не все практически важные задачи механики двухфазных сред решены в полной и равной мере. Требуют дальнейшего изучения вопросы возникновения жидкой фазы и ее роста в проточных частях турбин. Прямой перенос результатов, полученных при исследовании сопл Лаваля, для анализа конденсации в турбинах при малых скоростях и градиентах давлений далеко не всегда оправдан и может дать неверные результаты. Все это пока не позволяет правильно определить размеры и число капель и соответственно их воздействие на к. п. д. ступеней и интенсивность эрозии проточной части турбин.

Остаются открытыми вопросы оптимизации решеток и форм проточных частей турбин, работающих на влажном паре. Не менее важным в этой связи является правильный выбор параметров, распределение теплоперепадов и реактивности по ступеням. Необходимо подчеркнуть также то, что из-за сложности обменных процессов в двухфазных потоках, особенно в условиях потери устойчивости движущихся капель и пленок, сама постановка задачи об оптимизации вызывает значительные трудности. Эта задача усложняется также и потому, что, кроме повышения экономичности, оптимальная проточная часть должна обладать и максимальной устойчивостью к эрозии. В этой связи определенные надежды возлагаются на сепарацию влаги из пространства над рабочими лопатками и через щели в полых сопловых решетках. Перспективными могут оказаться специальные ступени, обладающие повышенной сепарационной способностью. Эти исследования также еще далеки от своего завершения. Требуют дальнейшего совершенствования и методы расчета к. п. д., коэффициентов расхода и

реактивности турбин. Таким образом, на базе детальных исследований возникновения жидкой фазы, ее движения в проточной части турбины должна быть создана методика расчета экономичности турбины и эрозионного износа ее проточной части, и, главное, должна быть поставлена и решена задача об оптимизации проточной части турбины как с точки зрения ее максимальной экономичности, так и с точки зрения минимального эрозионного износа. Объем накопленных к настоящему времени знаний является недостаточным не только для решения многих важных задач, но часто не позволяет объяснить полученные экспериментальные результаты. Это, в частности, относится к данным по натурным турбинам и модельным отсекам многоступенчатых турбин. Обработка известных экспериментальных данных показывает, что падение к. п. д. от влажности оказывается для разных турбин различным и составляет при 10% приведенной конечной влажности от 3 до 6%. Однако из этих опытных данных не удается установить однозначной закономерности роста потерь от влажности. Пока лишь можно констатировать повышение потерь от влажности в турбинах с низкой экономичностью, с высокими окружными скоростями рабочих лопаток и при отклонении режима от номинального (например, при уменьшении расхода пара).

Аналогичные трудности возникают при анализе эрозионного износа лопаток. Известны опыты, когда разный износ обнаруживается у лопаток, выполненных из одного и того же металла при равных окружных скоростях и одинаковой влажности потока. Видимо, главную роль в этом случае играет дисперсность жидкой фракции и аэродинамическое совершенство проточной части. Однако прямых доказательств о влиянии этих факторов на интенсивность эрозии пока нет.

Настоящая книга посвящена некоторым перечисленным выше проблемам потоков двухфазных сред в решетках и ступенях турбин.

В первой главе приводятся основные характеристики и уравнения потоков двухфазных сред. На основе анализа степени неравновесности процесса расширения и потерь энергии потока даются приближенные зависимости показателя адиабаты, скорости звука, расхода среды и критического отношения давлений.

Результаты экспериментальных и теоретических исследований возникновения жидкой фазы рассматриваются в гл. 2. Основное внимание здесь уделяется нестационарным явлениям при спонтанной конденсации пара и возникновению жидкой фазы в вихревых кромочных следах сопловых и рабочих решеток. Показано, что при дозвуковых скоростях переохлажденного пара конденсация в вихревых дорожках играет определяющую роль.

Движение крупных капель в каналах решеток, взаимодействие их с поверхностями лопаток и движение пленок в поле центробежных сил анализируются в гл. 3.

В гл. 4 и 5 приводятся результаты экспериментальных исследований решеток и турбинных ступеней, работающих на влажном паре. Приближенные методы расчета отдельных составляющих потерь сопоставляются сопытными данными.

В гл. 6 рассматриваются особенности работы сверхзвуковых ступеней на влажном паре. Анализируется влияние начального давления на процессы возникновения жидкой фазы, а также рассматривается изменение дисперсности жидкой фазы при прохождении скачка уплотнения.

Эрозионному износу проточных частей турбин посвящена гл. 7, в которой приводятся опытные данные эрозионного износа лопаток при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях двухфазного потока, сделана попытка вывести формулу для оценки количественных характеристик эрозии турбины.

В гл. 8 дается анализ экспериментальных и теоретических исследований сепарации влаги из проточных частей турбин. Большое внимание уделено внутриканальной

сепарации, сепарации влаги из пространства над рабочим колесом и специальным влагоотводящим устройством (ступени-сепараторы и выносные сепараторы).

В гл. 9 приводятся некоторые тепловые схемы атомных электростанций, рассмотрены конструктивные особенности турбин насыщенного пара.

Необходимо подчеркнуть, что, несмотря на попытку авторов комплексно и последовательно рассмотреть процесс возникновения жидкой фазы и ее движения в проточной части турбины, многие физические и прикладные вопросы остаются открытыми. Уровень завершенности проработки отдельных аспектов данной проблемы оказывается различным, что выдвигает необходимость дальнейшего всестороннего, как теоретического, так и экспериментального исследования потоков двухфазных сред в проточных частях турбомашин.

Большая часть теоретических и экспериментальных исследований, результаты которых приведены в монографии, выполнена в газодинамическом отделе кафедры паровых и газовых турбин МЭИ. В теоретических и экспериментальных исследованиях принимали участие, кроме авторов, научные сотрудники и инженеры: кандидаты техн. наук Ю. И. Абрамов, Л. А. Игнатъевская, Ф. В. Казинцев, А. В. Куршаков, А. З. Павловский, Г. А. Салтапов, Л. И. Селезнев, Е. В. Стекольников, Д. А. Шишкин, инж. М. П. Анисимова, В. И. Глушков, О. И. Назаров, Т. Н. Суторшина, В. К. Шанин, Г. И. Шувалов, И. А. Ятчени и др. Авторы выражают им глубокую благодарность.

Авторы выражают глубокую благодарность научному редактору монографии профессору, докт. техн. наук М. Е. Дейчу за ценные замечания, учтенные в работе над рукописью.

Авторы также признательны рецензенту настоящей работы канд. техн. наук И. П. Фаддееву и редактору канд. техн. наук И. А. Шалобасову за помощь при подготовке книги к печати.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

1-1. МОДЕЛЬ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ. НЕКОТОРЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И ПРЕПОСЫЛКИ

Расчет проточных частей турбин базируется на использовании основных уравнений сохранения энергии, количества движения и массы. Скорости потока и баланс потерь определяются из уравнений энергии, силовое воздействие потока на лопатки — из уравнений количества движения, а геометрические размеры — на основании уравнений неразрывности. Для рассмотрения особенностей потоков двухфазных сред в проточных частях турбин примем некоторые необходимые для теоретического анализа и расчета предположения и допущения.

Теоретическое решение задачи о движении двухфазных сред связано с упрощением реальной картины среды и сопровождается той или иной степенью идеализации ее свойств. Тем не менее система дифференциальных или интегральных уравнений для описания общего случая движения двухфазной жидкости должна учитывать возможную разрывность среды и происходящие в ней обменные процессы: массообмен, обмен энергией и количеством движения.

Одна из схем построения систем уравнений двухфазной среды заключается в том, что уравнения сохранения массы, количества движения и энергии, а также уравнения состояния и теплопередачи записываются отдельно для паровой и жидкой фаз, находящихся в элементарном объеме двухфазной сре-

ды. Структура среды считается известной.

Более перспективной оказывается иная схематизация, когда исходная разрывная среда с помощью того или иного метода преобразования превращается в фиктивную неразрывную среду. В этом случае предполагается, что каждая из фаз равномерно распределена в выделенном объеме и является сплошной. Фиктивная среда, будучи эквивалентна исходной в смысле предложенного преобразования, в то же самое время состоит из непрерывной жидкой и непрерывной паровой фаз, к которым уже можно применить аппарат дифференциального исчисления. Здесь, как и в первом случае, паровая и жидкая фазы рассматриваются в виде отдельных систем, между которыми происходят те или иные обменные процессы.

Для определения основных количественных соотношений выделим в схематизированной гипотетической среде, эквивалентной исходной, некоторый произвольный объем V . Подсчитаем в выделенном объеме объем V_i , занимаемый i -й фазой, и отнесем его ко всему объему V . Предел полученного отношения φ_i при стягивании V в некоторую точку назовем объемной долей этой фазы в данной точке:

$$\varphi_i = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{V_i}{V}. \quad (1-1)$$

По аналогии с (1-1) введем следующие характеристики концентраций отдельных фаз:

1. Массовая диаграммная степень сухости $x_{ид}$. Эта характери-

ка может быть получена из равновесных диаграмм или таблиц.

2. Истинная массовая степень сухости $x_i = m_i^*/m$ — отношение истинной массы i -й фазы, находящейся в данный момент времени в выделенном объеме V , ко всей массе среды в этом объеме. Эту величину называют также «замороженной» степенью сухости.

3. Массовая, расходная степень сухости $x_{ip} = m_i/m$ — отношение расхода i -й фазы ко всему расходу среды в данном сечении потока.

Можно назвать и другие характеристики концентраций. Например, расходная диаграммная x_{ipd} , измеряемая калориметрическим методом.

Взаимосвязь между истинной x_i и расходной x_{ip} массовыми степенями сухости устанавливается следующими формулами:

$$x_i = \frac{v x_{ip}}{(1 - x_{ip}) + v x_{ip}} \quad \text{и} \quad x_{ip} = \frac{x_i}{x_i + (1 - x_i) v}, \quad (1-2)$$

где $v = c_2/c_1$ — соотношение скоростей фаз, или коэффициент скольжения.

Введем определения плотностей. Под местной плотностью многофазной среды ρ будем понимать предел отношения массы вещества m , содержащего в объеме V , к этому объему: $\rho = m/V$. Истинная плотность i -й фазы $\rho_i = m_i/V_i$. Парциальная плотность i -й фазы $\rho_{ip} = m_i/V$.

Из полученных выше определений несложно установить следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \sum_i \rho_{ip} &= \sum_i \rho x_i = \sum_i \rho_i \varphi_i = \\ &= \rho; \quad \frac{1}{\rho} = \sum_i \frac{x_i}{\rho_i}. \end{aligned} \quad (1-3)$$

Для определения скоростей многофазной среды рассмотрим поток количества массы m через площадку F за время τ . При средней местной плотности среды ρ расходная

* Пределы в последующих формулах опускаются.

скорость многофазной жидкости без учета пульсаций

$$c_p = \frac{1}{\rho} \frac{m}{\tau F}. \quad (1-4)$$

Истинная средняя скорость движения отдельной фазы запишется в виде

$$c_i = \frac{1}{\rho_i} \frac{m_i}{\tau F_i} = \frac{1}{\rho_i \varphi_i} \frac{m_i}{\tau F}, \quad (1-5)$$

где F_i — часть площадки F , занятой i -й фазой ($F_i = \varphi_i F$).

Связь между среднерасходной c_p и истинными скоростями отдельных фаз запишется как

$$\begin{aligned} c_p &= \frac{1}{\rho} \frac{m}{\tau F} = \\ &= \sum_i \frac{x_{ip}}{\rho_i \varphi_i} \frac{m_i}{\tau F} = \sum_i x_{ip} c_i. \end{aligned} \quad (1-6)$$

Для характеристики скорости движения многофазной среды целесообразно ввести и другие фиктивные скорости, которые позволяют записать основные уравнения в виде, аналогичном виду уравнений газодинамики однофазной среды. К этим скоростям относятся среднеобъемная скорость

$$c_v = \sum_i \varphi_i c_i$$

и среднеэнергетическая скорость

$$w = \sqrt{\sum_i x_i c_i^2}.$$

Классификация сил и их определения для многофазных сред остаются аналогичными определениям для однофазных сред. Относительные массовые силы (напряжение или плотность силы), действующие на каждый элемент объема (силы инерции, тяжести, электрического притяжения), определяются как предел отношения

$$b = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{B}{m}. \quad (1-7)$$

Здесь B — массовая сила, действующая на элементарную массу среды m , занимающую объем V .

Аналогично поверхностное напряжение (силы давления, трения

и др.) определяется как предел отношения поверхностной силы P к площадке F при стягивании последней в точку, а взаимосвязь между P и P_i имеет вид:

$$P = \sum_i \varphi_i P_i.$$

Напряжения поверхностных сил на любой площадке складываются из нормальных к выделенной площадке и касательных, определяемых вязкостью жидкости.

Силы сопротивления (взаимодействия) отдельных фаз внутри объема относятся к поверхностным и состоят из нормальных и касательных и обусловлены скольжением выделенной фазы относительно других. Однако в дальнейших выводах для упрощения записи уравнений количества движения и энергии целесообразно ввести допущения и считать силу воздействия между фазами массовой силой. Это допущение возможно при условии, когда частицы бесконечно малы и недеформируемы. Тогда силу сопротивления (R) можно отнести к массе частицы или к единице массы i -й фазы и записать в виде

$$\sum_j R_{ij}, \text{ где } i \neq j.$$

1-2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ПОТОКОВ ДВУХФАЗНЫХ СРЕД

Для многофазных и двухфазных сред уравнения гидродинамики и энергии неоднократно выводились многими авторами. Так, В. Н. Шелкачевым были получены уравнения фильтрации с учетом влияния давления среды на ее пористость. Система основных дифференциальных уравнений для двухкомпонентных сред с учетом некоторых упрощений получена Н. А. Слезкиным [Л. 101]. Эти уравнения, записанные для отдельных фаз, справедливы в случае переноса количества движения и энергии от одной компоненты к другой. Осредненные уравнения движения для газо- и парожидкостных смесей с учетом фазовых переходов были получены С. Г. Телетовым [Л. 108]. Более строгий вывод ос-

новных осредненных уравнений для отдельных компонент был выполнен Ф. И. Франклем [Л. 125].

Уравнения движения многокомпонентных сред при условии отсутствия фазовых переходов детально проанализированы Х. А. Рахматулиным, а позже Я. Х. Клейманом. Взаимопроникающее движение двух или нескольких сред рассматривалось ими как движение в пористой среде. Можно назвать и другие работы, посвященные уравнениям гидродинамики двухфазных сред, учитывающие, в частности, распределение частиц по размерам [Л. 89]. Л. И. Селезневым выбран вероятностный характер описания модели двухфазной среды. Полученная им система уравнений для среды в целом пригодна лишь для качественного анализа, в то время как уравнения для составляющих фаз могут быть использованы как для качественных, так и для количественных исследований движения фаз и косвенно среды [Л. 37].

С учетом сделанных в предыдущем параграфе замечаний запишем основные уравнения потоков двухфазных сред в дифференциальной и интегральной формах.

Уравнение неразрывности, вытекающее из закона сохранения массы, для i -й фазы имеет вид:

$$\frac{d\rho_{i0}}{dt} + \rho_{i0} \operatorname{div} \vec{c}_i = -\kappa. \quad (1-8)$$

В частных производных для пара и жидкости

$$\frac{\partial(\rho x_1)}{\partial \tau} + \operatorname{div} \rho x_1 \vec{c}_1 = -\kappa; \quad (1-9)$$

$$\frac{\partial(\rho x_2)}{\partial \tau} + \operatorname{div} \rho x_2 \vec{c}_2 = \kappa, \quad (1-9a)$$

где κ — скорость фазового перехода первой фазы во вторую в единице объема:

$$\kappa = -\frac{\rho_{10}}{x_1} \frac{dx_1}{dt} = \frac{\rho_{20}}{x_2} \frac{dx_2}{dt}.$$

Для среды в целом

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \operatorname{div} \rho \vec{c} = 0, \quad (1-10)$$

где $\vec{c} = \sum x_i \vec{c}_i$.

Для одномерного установившегося потока

$$\frac{1}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{dz} + \frac{1}{\varphi_1} \frac{d\varphi_1}{dz} + \frac{1}{c_1} \frac{dc_1}{dz} + \frac{1}{F} \frac{dF}{dz} = -\frac{\kappa}{\varphi_1 c_1 \rho_1}; \quad (1-11)$$

$$\frac{1}{\rho_2} \frac{d\rho_2}{dz} + \frac{1}{\varphi_2} \frac{d\varphi_2}{dz} + \frac{1}{c_2} \frac{dc_2}{dz} + \frac{1}{F} \frac{dF}{dz} = \frac{\kappa}{\varphi_2 \rho_2 c_2}. \quad (1-11a)$$

Расход двухфазной среды:

$$\dot{m} = \dot{m}_1 + \dot{m}_2 = (\rho_1 \varphi_1 c_1 + \rho_2 \varphi_2 c_2) F, \quad (1-12)$$

или

$$\frac{1}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{dz} + \frac{1}{c} \frac{dc}{dz} + \frac{1}{F} \frac{dF}{dz} = 0. \quad (1-13)$$

Здесь принято $\rho_2 = \text{const.}$

Уравнение количества движения для паровой фазы:

$$\rho_1 \varphi_1 \frac{d\vec{c}_1}{dz} + \kappa (\vec{c}_2 - \vec{c}_1) = \text{div} (\varphi_1 E_1 + \varphi_2 D) - \vec{R} + \rho_1 \varphi_1 \vec{B}. \quad (1-14)$$

Уравнение количества движения для жидкой фазы:

$$\rho_2 \varphi_2 \frac{d\vec{c}_2}{dz} + \kappa (\vec{c}_2 - \vec{c}_1) = \text{div} \varphi_2 (E_2 - D) - \vec{R} + \varphi_2 \rho_2 \vec{B}. \quad (1-15)$$

В случае одномерного стационарного движения

$$\frac{\dot{m}_1}{F} \frac{dc_1}{dz} + \kappa (c_2 - c_1) = \frac{d(\varphi_1 E_1 + \varphi_2 D)}{dz} - \vec{R} + \varphi_1 \rho_1 \vec{B}; \quad (1-16)$$

$$\frac{\dot{m}_2}{F} \frac{dc_2}{dz} + \kappa (c_2 - c_1) = \frac{d[\varphi_2 (E_2 - D)]}{dz} + \vec{R} + \varphi_2 \rho_2 \vec{B}, \quad (1-17)$$

где

$$\dot{m}_1 = \varphi_1 \rho_1 c_1 F; \quad \dot{m}_2 = \rho_2 \varphi_2 c_2 F;$$

$$E_1 = -p_1 - \frac{4}{3} \mu_1 \frac{dc_1}{dz};$$

$$E_2 = -p_2 - \frac{4}{3} \mu_2 \frac{dc_2}{dz};$$

$$D = \begin{cases} -p_1, & \text{если первая фаза непрерывна;} \\ -p_2, & \text{если вторая фаза непрерывна;} \end{cases}$$

c — вектор скоростей массы фазового перехода.

Уравнения импульсов для среды в целом могут быть получены после сложения (1-16) и (1-17):

$$\dot{m} \frac{dc_p}{dz} = F \frac{d(\varphi_1 E + \varphi_2 p)}{dz} + \rho \vec{B} F, \quad (1-18)$$

где $c_p = c_1 x_{1p} + c_2 x_{2p}$.

Для невязкой среды уравнение (1-18) может быть записано в виде

$$\rho c \frac{dc_p}{dz} = -\frac{dp}{dz} + \rho \vec{B}. \quad (1-19)$$

Уравнения энергии для одномерного установившегося потока:

$$\rho_1 \varphi_1 c_1 \frac{d}{dz} \left(i_1 + \frac{c_1^2}{2} \right) = \frac{d}{dz} (\varphi_1 p_1 + \varphi_1 E_1 + \varphi_2 D) c_1 + \kappa \left[i_2 + \frac{c_1^2}{2} - u_2 - \frac{c_2^2}{2} \right] - \frac{dq_1}{dz} + Q_{12} + Q_{\text{тр}1} + N_1 + \rho_1 \varphi_1 \vec{B} c_1; \quad (1-20)$$

$$\rho_2 \varphi_2 c_2 \frac{d}{dz} \left(i_2 + \frac{c_2^2}{2} \right) = \frac{d}{dz} \varphi_2 (\rho_2 + E_2 - D) c_2 + \kappa \left[u_2 + \frac{c_2^2}{2} - i_2 - \frac{c_1^2}{2} \right] - \frac{dq_2}{dz} - Q_{12} + Q_{\text{тр}2} + N_2 + \rho_2 \varphi_2 \vec{B} c_2. \quad (1-21)$$

При изучении течения двухфазной среды особое значение имеют величины, сохраняющиеся постоянными в потоке. В газодинамике идеального газа такой величиной является энтальпия торможения, характеризующая полную энергию единицы массы среды. Анализ уравнения энергии для адиабатического течения при отсутствии внешних массовых сил и условий, что нормальные напряжения в фазах сводятся лишь к давлениям ($E_1 = -p_1$, $E_2 = -p_2$), дает:

$$\frac{x_1 c_1}{c} i_{01} + \frac{x_2 c_2}{c} i_{02} = x_{1p} i_{01} + x_{2p} i_{02} = \text{const.} \quad (1-22)$$

где

$$i_{01} = u_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{c_1^2}{2};$$

$$i_{02} = u_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{c_2^2}{2}.$$

Таким образом, в уравнение (1-22) входят расходные весовые концентрации x_{1p} и x_{2p} , совпадающие с истинными x_1 и x_2 только в случае равенства скоростей фаз.

Расходная энтальпия полного торможения в этом случае записывается в виде

$$i_{0p} = i_p + \frac{w_p^2}{2} = \text{const.} \quad (1-23)$$

Для решения некоторых двумерных и пространственных задач, в частности, для расчета осесимметричного потока в ступенях большой веерности представляется необходимым записывать основные уравнения движения и энергии в цилиндрических координатах r, θ, z . Запишем эти уравнения для частного случая установившегося движения при условии отсутствия вязкостного трения внутри каждой из фаз, т. е. когда $E_1 = -p_1$; $E_2 = -p_2$ и $D = -p$. Массовыми силами также будем пренебрегать, а силу взаимодействия между фазами, как и прежде, обозначим через R . Тогда уравнения сохранения примут вид¹:

1) уравнения неразрывности для газообразной и жидкой фаз:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_1 \varphi_1 c_{1r}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho_1 \varphi_1 c_{1\theta}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_1 \varphi_1 c_{1z}) = -\kappa;$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_2 \varphi_2 c_{2r}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho_2 \varphi_2 c_{2\theta}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_2 \varphi_2 c_{2z}) = \kappa;$$

2) уравнения количества движения для паровой фазы:

$$\rho_1 \varphi_1 \left[c_{1r} \frac{\partial c_{1r}}{\partial r} + \frac{c_{1\theta}}{r} \frac{\partial c_{1r}}{\partial \theta} + c_{1z} \frac{\partial c_{1r}}{\partial z} - \frac{c_{1\theta}^2}{r} \right] + \kappa (c_{3r} - c_{1r}) = -\frac{\partial p_1}{\partial r} - R_r;$$

$$\rho_1 \varphi_1 \left[\frac{c_{1r}}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r c_{1\theta}) + \frac{c_{1\theta}}{r} \frac{\partial c_{1\theta}}{\partial \theta} + c_{1z} \frac{\partial c_{1\theta}}{\partial z} \right] + \kappa (c_{3\theta} - c_{1\theta}) = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} - R_\theta;$$

$$\rho_1 \varphi_1 \left[c_{1r} \frac{\partial c_{1z}}{\partial z} + \frac{c_{1\theta}}{r} \frac{\partial c_{1z}}{\partial \theta} + c_{1z} \frac{\partial c_{1z}}{\partial z} \right] + \kappa (c_{3z} - c_{1z}) = -\frac{\partial p}{\partial z} - R_z.$$

Аналогично записываются проекции уравнения количества движения жидкой фазы. Упрощенное уравнение радиального равновесия для цилиндрического потока при постоянной осевой составляющей скорости и без учета фазовых переходов может быть записано в виде

$$\frac{1}{\rho_1 \varphi_1} \frac{dp_1}{dr} + R_r = \frac{c_{1\theta}^2}{r};$$

3) уравнение энергии паровой фазы:

$$\rho_1 \varphi_1 \left[c_{1r} \frac{\partial H_{01}}{\partial r} + \frac{c_{1\theta}}{r} \frac{\partial H_{01}}{\partial \theta} + c_{1z} \frac{\partial H_{01}}{\partial z} \right] = \kappa (H_{01} - H_{03}) - R_r c_{1r} - R_\theta c_{1\theta} - R_z c_{1z} + Q,$$

где

$$H_{01} = H_1 + \frac{1}{2} (c_{1r}^2 + c_{1\theta}^2 + c_{1z}^2);$$

$$H_{03} = H_1 + \frac{1}{2} (c_{1r}^2 + c_{1\theta}^2 + c_{1z}^2) - T_1 s_1.$$

Методика расчета силы взаимодействия R жидкой и паровой фаз рассматривается в гл. 3.

1-3. СТЕПЕНЬ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ПРОЦЕССА РАСШИРЕНИЯ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ

Центральным вопросом при решении многих задач газодинамики проточных частей турбин является вопрос о степени неравновесности процесса расширения. В зависимости от степени неравновесности меняются кинетическая энергия потока, расход среды через каналы, место возникновения спонтанной конденсации, потери энергии и другие параметры.

Хорошо известно, что если процесс расширения пара в соплах пересекает линию насыщения, то возникновение жидкой фазы происходит спонтанно (скачкообразно) по достижении паром определенной степени переохлаждения, зависящей от градиентов давления и скоростей в сопле, начальных параметров, свойств среды и других характеристик. Если процесс расширения начинается в двухфазной области, то степень переохлаждения потока (его неравновесность) определяется прежде всего дисперсностью и количеством жидкой фазы, а также градиентами давлений или скоростей. Наличие крупных капель на входе в сопло приводит к увеличению неравновесности среды (капли испаряются), «скачок» конденса-

¹ Уравнения приводятся в виде, представленном Л. И. Селезневым.

ции перемещается против потока. В случае мелкодисперсной среды степень неравновесности уменьшается, на каплях происходит конденсация, «скачок» смещается по потоку. Таким образом, при определении степени неравновесности движущейся среды важнейшим является направление процесса массообмена (конденсация или испарение).

При неравновесном расширении или сжатии двухфазной среды температуры жидкой T_2 и паровой T_1 фаз отличаются в общем случае друг от друга и от температуры насыщения T_s , соответствующей давлению среды. Если перед соплом или диффузором $T_1 = T_2 = T_s$ (рис. 1-1), то в процессе расширения температура пара всегда ниже, чем температура жидкости и насыщения, в то время как в процессе сжатия T_1 выше, чем T_2 и T_s . Температура жидкости может быть как выше температуры насыщения, так и ниже ее. От знака разности этих температур и зависит направление процессов массообмена. При $T_s - T_2 > 0$ происходит конденсация пара на частицах влаги, при $T_s - T_2 < 0$ — испарение влаги. В случае равновесного течения $T_1 = T_2 = T_s$.

Рассмотрим двухфазную среду вдали от критической точки при малых степенях влажности. Тогда пар будет являться определяющей фазой (в том смысле, что большинство физических процессов: скорость распространения малых возмущений, расход среды, распределение давления и т.д. — будут в существенной мере зависеть от параметров и свойств паровой фазы, а не от параметров жидкости). В этом случае степень неравновесности процесса расширения среды целесообразно представить как отношение:

$$\Delta \bar{T} = \frac{T_s - T_1}{T_s - T_{n.n.}}, \quad (1.24)$$

где $T_{n.n.}$ — температура пара при полном переохлаждении.

При расширении $\Delta \bar{T}$ будет меняться от нуля до единицы. $\Delta \bar{T}$, равное нулю, соответствует равновесному процессу, а $\Delta \bar{T}$, равное единице, — предельно неравновесному. Вообще говоря, $\Delta \bar{T}$ может быть больше единицы, когда жидкость испаряется, а температура пара T_1 оказывается меньше, чем температура $T_{n.n.}$ ($T_1 < T_{n.n.}$). В диффузорных потоках пределы изменения $\Delta \bar{T}$ аналогичны.

В общем случае степень неравновесности можно характеризовать отношением разности приростов равновесной (диаграммной) и истинной концентраций к приросту равновесной концентрации в двухфазном потоке:

$$d = \frac{\Delta y_{д.г} - \Delta y_i}{\Delta y_{д.г}} \quad (1.25)$$

или отношением диаграммной плотности при данных давлении и температуре к реальной плотности:

$$\chi = \rho_n / \rho \approx T / T_n. \quad (1.26)$$

В том случае, если пар является определяющей средой,

$$\chi_1 = \rho_{x1} / \rho_1 \approx T_1 / T_{x1}. \quad (1.27)$$

Таким образом, в данной постановке задача о степени неравновесности двухфазного потока сводится к определению истинной температуры паровой фазы. Рассмотрим возможные пути ее определения.

Для небольших частиц, какими являются капли жидкости, тепловой поток от капли (или к капле) определяется главным образом конвективным сопротивлением, в то время как внутри капли имеют место весьма малые градиенты температур. Таким образом, можно считать каплю пространственно изотермичной. Чтобы определить изменение температуры во времени с учетом фазовых превращений на поверхности капли, запишем уравнение теплового баланса в следующем виде:

$$\rho_2 C_2 V_2 \frac{dT_2}{d\tau} + L \frac{dm}{d\tau} = \alpha F_2 (T_2 - T_1); \quad (1.28)$$

$$\rho_1 C_1 V_1 \frac{dT_1}{d\tau} = \alpha F_2 (T_2 - T_1);$$

$$T_1 = T_{n.n.} + \Delta T_1, \quad (1.28a)$$

где ΔT_1 — приращение температуры пара за счет подвода тепла от капли и скрытой теплоты парообразования; C_2 и C_1 — теплоемкости жидкости и пара; ρ_2 и ρ_1 — плотности жидкости и пара; τ — интервал вре-

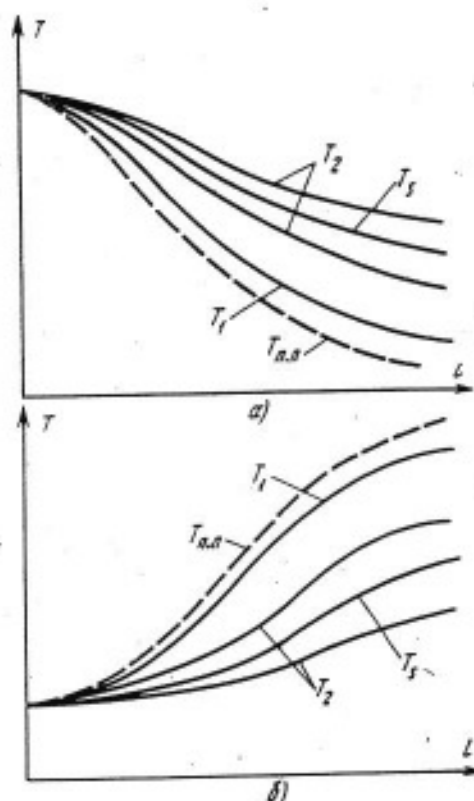


Рис. 1-1. К определению направления фазовых переходов в потоках двухфазных сред.

а — конфузорное течение; б — диффузорное течение (l — длина канала).

мени; α — коэффициент теплоотдачи; V_2 и V_1 — объемы, занимаемые жидкостью и паром.

При большой разности скоростей пара и капля ($\Delta c > 60$ м/сек) следует учитывать нагрев пограничного слоя у поверхности капли. Тогда температура капли у поверхности определится как $T_2 = T_s + \Delta T_2$. Для ламинарного пограничного слоя

$$\Delta T_2 = V \sqrt{\frac{\Delta c^2}{2C_p}} = V \sqrt{\frac{C_{p1}}{K_1}} \frac{\Delta c^2}{2C_p}. \quad (1-29)$$

В уравнении (1-28) нерасшифрованным остается слагаемое, учитывающее количество тепла, выделяемого (или поглощаемого) в процессе конденсации (или испарения). Найти его, пользуясь разностью температур $T_s - T_2$, довольно трудно. Сложной функцией является также и коэффициент теплоотдачи α .

В первом приближении коэффициент α для мелких капель при $Re < 1$ может быть принят равным K_1/r , а при $Re > 20$

$$\alpha = 0,33 V \sqrt{Re} K_1/r.$$

Наиболее просто задача об определении степени неравновесности процесса решается в случае движения двухфазной среды с мелкими каплями влаги ($r < 10^{-6}$ м), например; для случая двухфазной среды после «скачка» конденсации. Как известно, при этом с достаточной степенью точности температура капли T_2 может быть принята равной температуре насыщения T_s , а скорость капли — равной скорости пара. Тогда уравнения теплового баланса капель, радиус которых меньше длины свободного пробега молекул, примут вид:

$$\left. \begin{aligned} L \frac{dm}{d\tau} &= 4\pi r^2 p B \sqrt{\frac{k^*}{m_* T_1}} (T_s - T_1); \\ p_1 C_1 V_1 \frac{dT_1}{d\tau} &= \\ &= 4\pi r^2 p B \sqrt{\frac{k^*}{m_* T_1}} (T_s - T_1). \end{aligned} \right\} \quad (1-30)$$

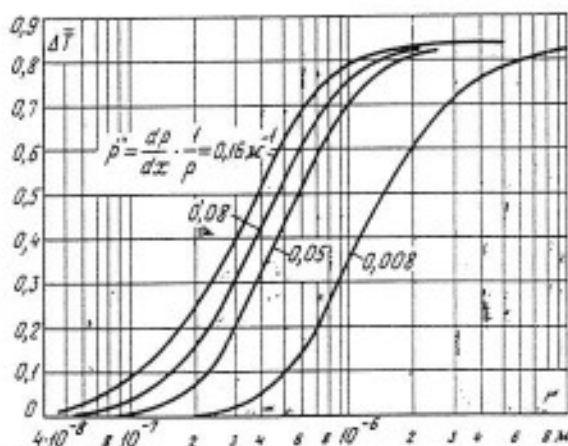


Рис. 1-2. Зависимость степени неравновесности процесса расширения двухфазной среды ΔT от размеров капель r и градиентов давления p .

Для капель, радиус которых больше длины свободного пробега молекул, уравнения запишутся так:

$$\left. \begin{aligned} L \frac{dm}{d\tau} &= 4\pi r^2 K_1 \frac{T_s - T_1}{r}; \\ \frac{4\pi r^2 x p_2 C_{p1}}{3(1-x)} \frac{dT_1}{d\tau} &= \\ &= 4\pi r^2 K_1 \frac{T_s - T_1}{r}. \end{aligned} \right\} \quad (1-31)$$

Здесь L — скрытая теплота фазовых переходов; K_1 — коэффициент теплопроводности пара; x — степень сухости среды; k^* — постоянная Больцмана; m_* — масса одной молекулы; B — постоянная, близкая к единице; C_1 — теплоемкость пара; m — масса жидкой фазы.

Учитывая, что масса капли $m_2 = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_2$, после интегрирования уравнения (1-31) получим:

$$r = \sqrt{\frac{2K_1 (T_s - T_1)}{4\rho_2} \Delta\tau + r_0^2}, \quad (1-32)$$

где r_0 — начальный радиус капли. В уравнении (1-32) заменим $T_s - T_1 = T_s - T_{п.п} - \Delta T_1$ и предположим, что в начальный момент $\Delta T_1 = 0$, а изменение $T_s - T_{п.п}$ во времени подчиняется прямолинейному закону: $T_s - T_{п.п} = B\tau + E$. Тогда получим:

$$\Delta T_1 = B \left(\tau - \frac{1 - \exp(-A\tau)}{A} \right) + \Delta T_{10} \exp(-A\tau) + E [1 - \exp(-A\tau)], \quad (1-33)$$

де

$$A = \frac{3K_1(1-x)}{r^2 \rho_2 C_{p1} x};$$

B и E — постоянные; τ — время.

Если известно распределение давлений в сопле или в каких-либо других элементах проточных частей турбин и соответственно температура переохлажденного пара

$$T_{п.п} = T_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}},$$

то система уравнений (1-32) и (1-33) может быть решена методом последовательных приближений и будет найдена величина степени неравновесности потока ΔT .

На рис. 1-2 приведены результаты расчета зависимости степени неравновесности ΔT от радиуса капель при различных значениях градиентов давления в сопле $p = \frac{1}{p} \frac{dp}{dx}$ (предполагалось, что p для каждого режима — постоянная величина). Из графиков на рис. 1-2 видно, что в диапазоне градиентов давлений, наиболее часто встречающемся в практике,

$$p = \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = 0,008 \div 0,16 \text{ м}^{-1},$$

релаксационные процессы тепломассообмена проявляются в зоне изменения радиуса капель от 10^{-7} до 10^{-5} м. При $10^{-5} \text{ м} < r <$

$<10^{-1}$ м наблюдаются характерные автомодельные зоны, в пределах которых степень неравновесности практически не зависит от ρ .

Данные, представленные на рис. 1-2, получены при начальной влажности $y_0 = 10\%$. При постоянном r с ростом y_0 степень неравновесности уменьшается. Рассмотренный метод предполагает изменение размера капель только за счет фазовых переходов и не учитывает дробления и коагуляции капель. В расчетах не учитывалось также реальное распределение капель по размерам и их скольжение по отношению к пару. Температура капель T_2 принималась равной T_1 , поэтому максимальная степень неравновесности оказалась меньше единицы.

1-4. НЕКОТОРЫЕ УСЛОВИЯ ПОДОБИЯ ПОТОКОВ ДВУХФАЗНЫХ СРЕД

Для дальнейшего развития экспериментальных исследований двухфазных потоков важно знать законы моделирования, позволяющие переносить результаты модельных испытаний на натуру. Даже для сравнительно простых процессов, кроме геометрического подобия и равенства граничных условий, необходимо совпадение ряда безразмерных параметров, количество которых обычно настолько велико, что одновременное и строгое их выполнение в большинстве случаев делает невозможными модельные испытания. В то же время опытным путем установлено, что многие критерии подобия в определенном диапазоне их изменения оказывают лишь незначительное влияние на конечный результат. Так, например, если скорости потока намного меньше скорости звука, то можно не принимать во внимание число Маха, в то время как равенство чисел Рейнольдса учитывается тогда, когда Re относительно мало. При выполнении многих расчетов процессы в турбинных ступенях считают установившимися, пренебрегая влиянием периодической нестационарности и турбулентности потока. Таким образом, задача теории подобия и анализа размерностей заключается также и в том, чтобы установить влияние отдельных критериев на конечные результаты исследований и определить допустимые границы частичного моделирования процессов.

В зависимости от характера наших знаний об исследуемом процессе возможны два пути вывода обобщенных параметров. Первый путь заключается в том, что основные уравнения, описывающие процесс, записываются в безразмерной форме. Безразмерная форма предполагает такую запись основных уравнений и граничных условий, в которой каждый член одного уравнения равен соответствующему члену другого, умноженному на некоторое постоянное число, одинаковое для всех членов уравнения. Анализ условий, при которых имеет место тождественность безразмерных форм уравнений, позволяет выявить обобщенные параметры, называемые критериями подобия.

Если же вывести основные уравнения процесса не удастся, а известны соотношения, характеризующие процесс только в самых общих чертах, единственно возможным теоретическим методом исследования является теория размерностей. Этот путь предполагает глубокое знание физики процесса и заключается в выборе системы размерностей, составлении перечня величин, существенных для процесса, и определении числа обобщенных переменных. По теории размерностей наибольшее число безразмерных комплексов, характеризующих данный процесс, определяется формулой

$$N = n - m, \quad (1-34)$$

где n — число размерных параметров, характеризующих процесс; m — число первичных размерностей.

Рассмотрим условия, при которых имеет место тождественность безразмерных форм уравнений. Для записи уравнений в безразмерной форме примем за масштаб переменных величин какое-либо определенное значение их в выбранный момент времени и в выбранной точке пространства. Масштабам переменных величин припишем индекс нуль. Предположим, что l^0 — некоторый характерный для тела размер, а τ^0 — некоторый характерный промежуток времени, тогда $l = l^0 l^*$ и $\tau = \tau^0 \tau^*$. Аналогичные выражения можно получить и для других количеств, входящих в уравнения. Анализируя уравнения, записанные для отдельных фаз, и опуская в дальнейшем индекс нуль, получим следующие основные безразмерные параметры:

1. Число Струкаля, характеризующее соотношение между нестационарным и конвективным переносами количества движения:

$$\frac{l_1}{\tau_1 c_1} = Sh_1; \quad \frac{l_2}{\tau_2 c_2} = Sh_2. \quad (1-35)$$

Для двухфазной среды эти числа равнозначны двум другим числам, а именно Sh_1 и χ , где $\chi = c_2/c_1$ — соотношение скоростей фаз.

2. Соотношение между конвективным изменением массы в элементарном объеме и изменением той же массы за счет фазовых превращений:

$$\frac{\chi l_1}{\rho_1 \varphi_1 c_1}; \quad \frac{\chi l_2}{\rho_2 \varphi_2 c_2}. \quad (1-36)$$

3. Соотношение между конвективным изменением импульса и изменением его в результате фазового превращения:

$$\frac{\chi c_1 l_1}{\rho_1 \varphi_1 c_1^2}; \quad \frac{\chi c_2 l_2}{\rho_2 \varphi_2 c_2^2}, \quad (1-37)$$

где χ — масштаб скорости фазового превращения; c_2 — масштаб скорости массы фазового превращения.

Один из безразмерных параметров в (1-36) или (1-37) может быть заменен величиной

$$\frac{\rho_1 \varphi_1}{\rho_2 \varphi_2} = \frac{\rho x_1}{\rho x_2} = \frac{x_1}{x_2}. \quad (1-38)$$

4. Число Эйлера, выражающее подобие сил давления и инерции:

$$\frac{\rho_1}{\rho_1 c_1^2} = Eu_1; \quad \frac{\rho_2}{\rho_2 c_2^2} = Eu_2. \quad (1-39)$$

5. Число Рейнольдса, описывающее подобие сил инерции и трения:

$$\frac{\rho_1 c_1 l_1}{\mu_1} = Re_1. \quad (1-40)$$

Во второй фазе число Re несущественно.

6. Число Фруда, характеризующее подобие между массовыми силами и силами инерции:

$$\frac{c_1^2}{g l_1} = Fr_1; \quad \frac{c_2^2}{g l_2} = Fr_2. \quad (1-41)$$

7. Число Вебера, характеризующее соотношение между нормальными силами поверхностного натяжения и силами инерции:

$$\frac{l_2 \rho_1 c_1^2}{\sigma} = We. \quad (1-42)$$

8. Соотношение между силой взаимодействия фаз и конвективным изменением количества движения паровой фазы:

$$\begin{aligned} \frac{R_c l_2}{\rho_1 \varphi_1 c_1^2} &= \frac{18 \mu_1 \tau_1 \Delta c}{\rho_2 l_2^2 c_1} \frac{1 - x_1}{x_1} = \\ &= \frac{1 - x_1}{x_1} \frac{(1 - v)}{\tau_2}. \end{aligned} \quad (1-43)$$

Здесь R_c — сила сопротивления для шарообразных капель и ламинарного потока, она получается из закона Стокса:

$$R_c = \frac{6 \pi \mu_1 \Delta c (d/2) (\rho_2 \varphi_2)}{1/6 \pi d^3 \rho_2} = \frac{18 \mu_1 \Delta c (\rho_2 \varphi_2)}{d^2 \rho_2},$$

где d — диаметр капель; Δc — разность скоростей фаз ($\Delta c = c_1 - c_2$).

Из формулы (1-43) может быть получено безразмерное время релаксации движения, характеризующее «инертность» процесса выравнивания скоростей фаз:

$$\tau_2 = \frac{\rho_2 d^2}{\mu_1 \tau_0}. \quad (1-44)$$

9. Соотношения между конвективными переносами кинетической и тепловой энергии:

$$\frac{c_1^2}{i_1} = Ma_1^2; \quad \frac{c_2^2}{i_2} = Ma_2^2. \quad (1-45)$$

Оба эти выражения являются обобщением известного числа Маха.

10. Соотношение между конвективным изменением кинетической энергии и теплообмена внутри фазы:

$$\frac{K_1 T_1}{l_1 c_1^3 \rho_1}; \quad \frac{K_2 T_2}{l_2 c_2^3 \rho_2}. \quad (1-46)$$

где K_1, K_2 — коэффициенты теплопроводности в фазах; T_1, T_2 — температуры фаз.

Из комбинации критериев (1-45) и (1-46) вытекает так называемое число Пекле:

$$\begin{aligned} \frac{\rho_1 c_1 C_{p1} l_1}{K_1} = \frac{c_1 l_1}{\lambda_1} &= Pe_1; \\ \frac{c_2 l_2}{\lambda_2} &= Pe_2. \end{aligned} \quad (1-47)$$

Здесь $\lambda = K/\rho C_p$ — коэффициент температуропроводности.

11. Число Прандтля, выражающее отношение количества тепла, выделяющегося в результате вязкого трения, к количеству тепла, отведенному теплопроводностью:

$$\frac{Pe_1}{Re_1} = \frac{C_{p1} \mu_1}{K_1} = Pr_1; \quad \frac{C_{p2} \mu_2}{K_2} = Pr_2. \quad (1-48)$$

12. Произведение числа Струхала Sh и числа Пекле Pe позволяет получить безразмерное время релаксации температурного поля в объеме фазы, характеризующее инертность выравнивания температур:

$$\tau_2 = \frac{l_2^2 C_{p2} \rho_2}{K_2 \tau_0}. \quad (1-49)$$

13. Число Нуссельта, описывающее тепловое подобие среды:

$$\frac{l_1 \alpha_1}{K_1} = Nu_1; \quad \frac{l_2 \alpha_2}{K_2} = Nu_2. \quad (1-50)$$

где α — коэффициент теплоотдачи.

14. Безразмерное время релаксации фазовых переходов, характеризующее инертность процессов массообмена между фазами:

$$\tau_\Phi = \frac{l_2^2 \rho_2 L}{K_1 T_0}. \quad (1-51)$$

15. Число Кнудсена, определяющее отношение длины свободного пробега молекул l и размера d капель (частиц):

$$l/d = Kn, \quad (1-52)$$

Следует отметить, что критерии подобия для двухфазных сред рассматривались ранее многими авторами. В частности, в работах Г. С. Телегова [Л. 108], С. С. Кутателадзе и М. А. Стыриковича [Л. 74], И. И. Кириллова и Р. М. Яблонника [Л. 63], Ю. В. Нахмана [Л. 89], Е. В. Стекольниковой, Л. И. Селезнева и других [Л. 37] приводятся системы критериев подобия, определяющие основные особенности потоков двухфазных сред. В качестве новых могут быть названы безразмерные параметры (1-36) и (1-37), характеризующие процессы фазовых превращений при движении двухфазной среды. В иной форме представлены также безразмерные времена релаксации движения (1-44), температуры (1-49) и фазовых переходов (1-51). Параметр (1-44) может быть получен перемножением выражений (1-35) и (1-40), а безразмерное время τ_2 — из критериев подобия (1-35) и (1-47). Величина τ_Φ получается из соотношений (1-35), (1-45) и (1-46) с заменой энтальпии i скрытой теплотой фазовых переходов L .

Вопрос о конкретных функциональных зависимостях, а также выбор определяющих критериев подобия (при частичном моделировании процесса) должен решаться для каждой задачи отдельно. Не вдаваясь здесь в детали, можно сказать, что частичное моделирование многих процессов в двухфазных средах возможно прежде всего при равенстве относительных размеров жидких частиц-капель (критерия Кнудсена), градиентов давлений или скоростей

$$\bar{p}^* = \frac{1}{p} \frac{dp}{d\tau} \left(\bar{c} = \frac{1}{c} \frac{dc}{d\tau} \right)$$

и объемных φ , а также весовых x концентраций фаз.

Вместо $\bar{p}$ целесообразно использовать в расчетах безразмерный параметр

$$\bar{p} = \frac{1}{p} \frac{dp}{d\tau} \tau_0,$$

где τ_0 — характерное время.

Как следует из § 1.4, именно эти параметры определяют степень неравновесности процесса расширения и, следовательно, многие другие процессы в двухфазных средах. Параметры $\bar{d}$, x и $\bar{p}$ совместно с безразмерным временем релаксации движения τ_d являются определяющими для коэффициента скольжения фаз $\gamma = c_2/c_1$, который в свою очередь существенно влияет на многие характеристики ступеней турбин (к. п. д., сепарацию, эрозию и др.).

При анализе экспериментальных данных и расчетах турбин, как правило, встречаются два класса задач:

1) механическое взаимодействие жидких частиц с потоком пара и поверхностями сопловых и рабочих лопаток;

2) тепломассообмен между фазами.

При частичном моделировании для первого класса задач (сепарация, экономичность и др.) важно выдержать равенство критериев (1-35), (1-38), (1-40), (1-42), (1-44), (1-45), (1-52), а для второго класса (возникновение жидкой фазы, ее рост в проточной части и др.) — равенство критериев (1-36), (1-37), (1-48), (1-52). Естественно, что для выявления определяющих критериев каждой конкретной задачи должны быть проведены соответствующие эксперименты (при переменном значении лишь одного критерия и равенстве остальных). Это, как правило, связано с большими трудностями. Поэтому практически всегда, говоря о возможностях моделирования процессов в двухфазных средах и переносе опытных данных с модели на натуре, имеют в виду частичное моделирование. Выбор основных определяющих критериев в этом случае делается либо на основании эксперимента, либо путем теоретического анализа соответствующих процессов.

* Параметр $\bar{p}$ был впервые использован в работах Г. Гермата [Л. 182].

1.5. ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Для приближенных расчетов потоков двухфазных сред можно воспользоваться упрощенными формулами, использующими степень неравновесности и коэффициент потерь энергии.

Потери энергии. В потоках двухфазных сред имеются два основных вида потерь кинетической энергии: уменьшение кинетической энергии из-за неравновесности процесса Δh_1 и необратимые потери $\sum_i \Delta h_i$.

Коэффициент потерь в двухфазной среде может быть определен по формуле

$$\zeta = \frac{h_{0n} - h}{h_{0x}} = \zeta_n + (1 - \zeta_n) \zeta_n, \quad (1-53)$$

где h_{0x} — располагаемый диаграммный теплоперепад; h_0 — располагаемый теплоперепад неравновесного процесса; h — действительный теплоперепад; $h = h_{0x} - \Delta h_0 - \sum_i \Delta h_i = h_0 -$

$-\sum_i \Delta h_i$;

$$\zeta_n = \frac{h_{0n} - h_0}{h_{0n}} = \frac{\Delta h_0}{h_{0n}}$$

— коэффициент потерь от неравновесности;

$$\zeta_n = \frac{h_0 - h}{h_0} = \frac{\sum \Delta h_i}{h_0}$$

— коэффициент необратимых потерь.

В случае предельно неравновесного процесса расширения двухфазной среды при низких давлениях ($p < 5 \text{ кгс/см}^2$) коэффициент ζ_n может быть подсчитан по формуле

$$\zeta_n = 1 - \frac{\left[\frac{x_0}{N_1} (1 - \epsilon^{N_1}) + \frac{1}{N_2} \left(x_0 + \frac{1 - x_0}{\bar{v}_0} \right) \times \right.}{\left. + \frac{1 - x_0}{\bar{v}_0 N_2} (1 - \epsilon^{N_2}) \right]} \rightarrow \frac{1}{(1 - \epsilon^{N_x})}, \quad (1-54)$$

Здесь

$$N_1 = \frac{k_1 - 1}{k_1}; \quad N_2 = \frac{k_2 - 1}{k_2};$$

$$N_x = \frac{k_x - 1}{k_x}; \quad \bar{v}_0 = \frac{v_{10}}{v_{20}},$$

где k_1 , k_2 , k_x — показатели изэнтропы пара, жидкости и среды при их равновесном

(диаграммном) расширении; $\varepsilon = p/p_0$ — отношение давлений на сопло или ступень; x_0 — начальная степень сухости.

В зоне низких давлений, где $v_{20}/v_{10} \approx 0$ и $x_0 \rightarrow 1$, для определения ζ_n можно воспользоваться формулой

$$\zeta_n = 1 - \frac{N_2 (1 - \varepsilon^{N_1})}{N_1 (1 - \varepsilon^{N_2})} \quad (1-55)$$

В зоне высоких давлений расчет ведется по таблицам или диаграмме.

Коэффициент необратимых потерь включает в себя потери на трение между фазами, потери вследствие фазового перехода и теплообмена при конечной разности температур, потери в «скачках» конденсации, потери от нестационарности и другие виды потерь, в том числе потери, имеющие место в однофазных потоках.

Потери энергии, вызванные механическим взаимодействием фаз:

$$\begin{aligned} \zeta_m &= \frac{\Delta h_m}{h_{0x}} = \frac{\psi}{m h_{0x}} \int_0^l \dot{m}_2 \psi R dl = \\ &= \frac{2}{3 h_{0x}} \int_0^l \frac{1 - x_p}{\tau_n} (c_1 - c_2) dl. \end{aligned} \quad (1-56)$$

Здесь R — сила взаимодействия между фазами; ψ — коэффициент, учитывающий долю работы сил трения, необратимо превращающуюся в тепло (при числе $Re < 1$ $\psi \approx 2/3$).

Необратимые потери энергии, вызванные теплообменом между фазами, можно представить следующей зависимостью:

$$\begin{aligned} \zeta_\tau &= \frac{\Delta s_\tau T}{m h_{0x}} = \frac{(T_2 - T_1) \Delta Q_\tau T}{T_1 T_2 m h_{0x}} = \\ &= \frac{6d (1 - x_p) (T_2 - T_1) \tau_\tau}{d T \rho_2 h_{0x}} = \\ &= \frac{6Nu (1 - x_1) (T_2 - T_1)^2 C_{2V}}{\tau_\tau T h_{0x}}. \end{aligned} \quad (1-57)$$

Необратимые потери энергии, обусловленные фазовыми переходами в среде, запишем в виде

$$\begin{aligned} \zeta_\Phi &= \frac{\Delta s_\Phi T}{m h_{0x}} = \frac{(T_s - T_2) T \Delta Q_{cp}}{T_s T_2 m h_{0x}} = \\ &= \frac{(T_s - T_2) L \Delta x}{T h_{0x}} = \\ &= \frac{(T_s - T_2)^2 T_{12} K_1 (1 - x_p) \tau_\Phi}{T_s T_2 d^2 \rho_2 h_{0x}} = \\ &= \frac{12 (T_s - T_2) L}{T^2 h_{0x} \tau_\Phi}. \end{aligned} \quad (1-58)$$

Безразмерные времена релаксации τ_n , τ_τ и τ_Φ определяются по формулам (1-44), (1-49) и (1-51).

Затраты тепла на создание поверхностной энергии в каплях определяются по формуле

$$\zeta_s = \frac{\Delta h_s}{h_{0x}} = \frac{T}{h_{0x}} \frac{d\sigma}{dT} \pi d^2 z, \quad (1-59)$$

где z — число капель в потоке.

Показатель адиабаты. Из уравнения показателя адиабаты

$$n = - \frac{v}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right) \quad (1-60)$$

и баланса энергии

$$di_s = v dp + \zeta di_s \quad (1-61)$$

после несложных преобразований можно получить:

$$\frac{dp}{p} = \frac{1}{p} \left(\frac{di_s}{dv} \right) (1 - \zeta) \frac{dv}{v}.$$

Принимая также во внимание, что $\left(\frac{di}{dv} \right)_s = v \left(\frac{dp}{dv} \right)_s$ и $k_x = - \frac{v_s}{p} \left(\frac{dp}{dv} \right)_s$,

получаем:

$$n = \frac{(1 - \zeta)}{p k'} \left(\frac{di}{dv} \right)_s = \frac{k_x (1 - \zeta)}{k'}, \quad (1-62)$$

где ζ — коэффициент потерь энергии; $k' = - dv/dv_s$ — степень неравновесности процесса.

Для предельно неравновесного процесса расширения

$$n = k_n = \frac{k_x (1 - \zeta_n)}{k'_n} \approx k_1, \quad (1-63)$$

т. е. показатель адиабаты равен показателю изэнтропы перегретого пара k_1 на линии насыщения со стороны однофазной области.

Расход двухфазной среды. Суммарный расход двухфазной среды через канал площадью F равен:

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \rho c F = \rho F [x_1 c_1 + (1 - x_1) c_2] = \\ &= F (\rho_1 x_1 c_1 + \rho_2 x_2 c_2) = \frac{F c_{1\tau} [x_1 + (1 - x_1) v]}{[x_1 + (1 - x_1) \bar{v}] v_1}. \end{aligned}$$

Здесь x_1 — истинная массовая сухость пара; v_1 — удельный объем паровой фазы; $v = c_2/c_1$; $\bar{v} = v_2/v_1$. Суммарный расход можно представить через расходную степень сухости $x_p = \dot{m}_1/\dot{m}$ как

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \frac{F c_{1\tau} v}{v_1 [x_p v + (1 - x_p) \bar{v}]} = \\ &= \frac{F c_{1\tau} \sqrt{1 - \zeta_v}}{v_{1x} [x_p v + (1 - x_p) \bar{v}]}, \end{aligned} \quad (1-64)$$

где $c_{1\tau}$ — теоретическая скорость пара в минимальном сечении канала; v_{1x} — диаграммный удельный объем пара; $\kappa = v_1/v_{1x}$ — степень неравновесности процесса.

При предельно неравновесном процессе расширения в области низких давлений действительный расход равен:

$$\dot{m} = \frac{F c_{1\tau} \sqrt{1 - \zeta_n}}{v_{1x} \kappa x_p} \approx \frac{F c_{1\tau}}{v_1 x_p}, \quad (1-65)$$

где c_1 и v_1 — скорость и удельный объем пара при предельно неравновесном истечении двухфазной среды.

Скорость распространения слабых возмущений. Скорость звука в двухфазных средах, как и в однофазных, зависит от соотношения упругих и инерционных свойств среды, которые в свою очередь являются функциями физических свойств газа и его состояния. Применим в этой связи к выделенному элементу среды закон Гука

$$P/F = E dl/dz \quad (1-66)$$

и уравнение количества движения

$$Pd\tau = \rho_1 F dz \frac{dl_1}{d\tau} + \rho_2 F dz \frac{dl_2}{d\tau} \quad (1-67)$$

Здесь предполагается, что импульс в среде создается за счет перемещения поршня (рис. 1-3). Выше введены обозначения: P/F — сила, приходящаяся на единицу площади; E — модуль Юнга; dl/dz — отношение перемещения поршня к перемещению возмущения в среде; $dl_1/d\tau = c_1$; $dl_2/d\tau = c_2$ — скорости паровой c_1 и жидкой c_2 фаз.

Из предыдущих уравнений непосредственно вытекает, что

$$E \left(\frac{d\tau}{dz} \right)^2 = x \rho \frac{dl_1}{dl} + (1-x) \rho \frac{dl_2}{dl} \quad (1-68)$$

Учитывая, что $dz/d\tau = a_{\text{дв}}$, и предполагая, что $dl = dl_1$ и $dl_2/dl_1 = c_2/c_1 = v$, получаем:

$$a_{\text{дв}} = \sqrt{\frac{E}{\rho [x + (1-x)v]}} \quad (1-69)$$

Из соотношений $dp = -E dv/v$ и $dp/\rho = -dv/v$ получим значение модуля Юнга $E = \rho dp/d\rho$ и соответственно

$$\begin{aligned} a_{\text{дв}} &= \sqrt{\frac{dp}{\rho [x + (1-x)v]}} = \\ &= \sqrt{\frac{n p}{\rho [x + (1-x)v]}} = \\ &= \sqrt{\frac{n p [x + (1-x)v]}{\rho_1 [x + (1-x)v]}}, \end{aligned} \quad (1-70)$$

где n — показатель адиабаты процесса прохождения волны; v — соотношение скоростей фаз в волне; $\bar{v} = v_2/v_1$.

Коэффициент v зависит от размера капли и частоты волн (фронта нарастания давления в волне). При больших размерах капель, малой степени влажности ($y < 20\%$) и высокой частоте волн коэффициенты v и $\bar{v}$ стремятся к нулю, а скорость звука $a_{\text{дв}}$ равняется скорости звука в паровой фазе (предельно неравновесный процесс):

$$a_{\text{дв}} = a_1 = \sqrt{\frac{k_1 p}{\rho}} \quad (1-71)$$

Критическое отношение давлений. Рассматривать будем, как и раньше, паровую среду в качестве определяющей. Тогда критический режим истечения наступит при равенстве скорости пара и скорости распространения малых возмущений:

$$\begin{aligned} c_1^2 &= (1-\zeta) c_{1t}^2 = a_*^2 = k_1 p v_1 = \\ &= (1-\zeta) \frac{2k_1}{k_1-1} (p_0 v_{10} - p v_{1z}). \end{aligned} \quad (1-72)$$

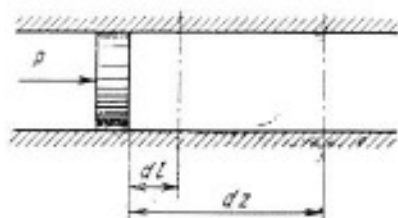


Рис. 1-3. К выводу уравнения скорости звука в упругих двухфазных средах.

Здесь $\zeta = 1 - \left(\frac{c_1}{c_{1t}} \right)^2$ — потери энергии в двухфазном потоке; k_1 — показатель адиабаты; p_0 и v_{10} — начальные параметры полного торможения паровой фазы. Учитывая, что $x = v/v_{1z} = T/T_{1z}$, и принимая в первом приближении показатели адиабаты процесса истечения пара и процесса прохождения звуковой волны одинаковыми, получаем:

$$\frac{p v_{1z}}{p_0 v_{10}} \left[\frac{x(k_1-1) + 2(1-\zeta)}{2(1-\zeta)} \right] = 1.$$

Окончательно

$$\epsilon_{\text{кр}} = p/p_0 = \left[\frac{2(1-\zeta)}{x(k_1-1) + 2(1-\zeta)} \right]^{\frac{k_1}{k_1-1}} \quad (1-73)$$

Для однофазной среды при отсутствии потерь

$$\epsilon_{\text{кр}} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

В заключение необходимо отметить, что полученные выше соотношения являются приближенными и могут быть использованы лишь для оценочных расчетов. Для определения более точных зависимостей требуется решать полную систему уравнений, описывающих рассматриваемый процесс.

Приведенные выше приближенные формулы для n , $a_{\text{дв}}$, m и $\epsilon_{\text{кр}}$ иллюстрируют существенную роль переохлаждения (неравновесности) потока и отличие этих величин от их значений для равновесного процесса расширения. Так, в частности, показатель адиабаты, под которым в термодинамике понимают отношение элементарной работы, затраченной на изменение кинетической энергии элемента среды ($v dp$), к работе расширения этого элемента ($p dv$), при переходе из однофазной среды в двухфазную претерпевает разрыв, и в дальнейшем с ростом влажности уменьшается до нуля. На рис. 1-4 показан закон изменения показателя адиабаты k в двухфазной области при постоянном значении $p = 1 \text{ кгс/см}^2$ и $t = 100^\circ \text{C}$. Следует отметить, что данный показатель k может быть использован только для расчета предельно равновесных процессов. В частности, по формуле

$$h_0 = \frac{k_2}{k_2-1} p_0 v_0 \left(1 - \epsilon \frac{k_2-1}{k_2} \right)$$

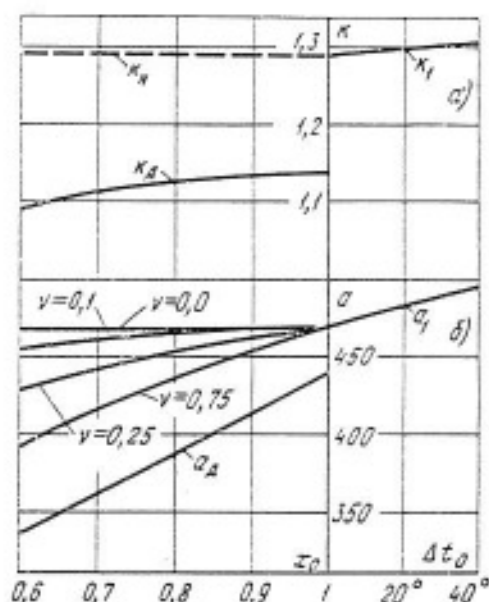


Рис. 1-4. Изменение показателя адиабаты k (а) и скорости звука a (б) в зависимости от начального перегрева пара Δt_0 и степени сухости x_0 ($p=1$ кгс/см²).

в зоне низких давлений могут быть подсчитаны теплоперепады, а по формуле $pv^k = \text{const}$ — параметры состояния среды в произвольной точке изотропного процесса. (Говоря о низких давлениях, как и в случае оценки потерь от неравновесности (1-54), понимаем возможность применения соотношений, справедливых для совершенного газа). Для предельно неравновесного процесса, как это следует из формулы (1-63), показатель адиабаты равен показателю изотропии паровой фазы со стороны однофазной области.

Учитывая также то, что из-за механического и теплового взаимодействия фаз в реальных условиях двухфазной среды всегда имеют место потери кинетической энергии, можно сделать вывод о том, что в этом случае показатель изотропии утрачивает то значение, которое он имеет в расчетах потоков гомогенных сред, и в общем случае не является критерием подобия.

Аналогичная разница наблюдается при сопоставлении термодинамической и действительной скоростей звука в двухфазных средах. На рис. 1-4, б показано изменение термодинамической скорости звука a_d в зависимости от степени сухости среды. Как и показатель адиабаты, скорость звука терпит при переходе через линию насыщения разрыв. Эта скорость звука может быть реализована только лишь в идеальном случае, когда фронт нарастания (падения) давления в волне является бесконечно медленным (нулевая частота). В действительности процессы релаксации в волне (тепло-массообмен в волне, ускорение и торможение капель) протекают с той или иной степенью неравновесности. Экспериментальные исследования при различных частотах возмущений, проведенные в МЭИ Е. В. Стекольниковым, показывают, что скорость

распространения слабых возмущений при переходе через линию насыщения не терпит разрыва, а ее падение определяется в первую очередь структурно-временным параметром, зависящим от дисперсности среды и частоты волн (рис. 1-4, б). Это еще раз подчеркивает определяющее влияние дисперсности и градиентов давлений на релаксационные процессы в потоках двухфазных сред (см. § 1-3). На рис. 1-4, б приведены также результаты расчетов, выполненных по формуле (1-70) при $p=1$ кгс/см² и $t=100^\circ\text{C}$ для различных значений $v=c_2/c_1$. Показатель адиабаты k принят равным $k_1=-1.3$, т. е. для предельно неравновесного процесса.

Критическое отношение давлений, определяемое как отношение статического давления к давлению полного торможения на входе в канал или сопло, с ростом потерь уменьшается и увеличивается с ростом степени неравновесности. Однако основную роль играют потери кинетической энергии, а не степень неравновесности, так как последняя величина при отношении давлений, равном $\epsilon_{кр}$, и предельно неравновесном процессе снижается лишь на 3—4%. Термодинамическая (равновесная) теория, как это нетрудно видеть из формулы (1-73), при замене k_1 на k_d дает увеличение значения $\epsilon_{кр}$ с ростом влажности, причем при переходе через линию $x=1$ значение $\epsilon_{кр}$, показатель адиабаты k и скорость звука a_d меняются скачкообразно. При предельно неравновесном процессе расширения $\epsilon_{кр}$ остается равным $\epsilon_{кр}$ для перегретого пара. Важно отметить, что формулы (1-72) и (1-73) получены для паровой фазы, когда влияние жидкой фазы учитывается только через степень неравновесности χ и, главное, через коэффициент суммарных потерь ξ . Такой подход при определении $\epsilon_{кр}$ для среды в целом будет неверным или же весьма приближенным. Дело в том, что определение скоростей через располагаемые теплоперепады (рис. 1-5) может привести к весьма разнообразным значениям коэффициентов потерь, в том числе и меньшим нуля. Это может иметь место, если, например, скорость паровой фазы определяется по предельно неравновесному процессу (H_{02}), а теоретическая скорость — по равновесному процессу H_{02} (для среды в целом). Аналогичные расхождения возникнут также при расчетах расходных характеристик решеток и экономичности ступеней турбин.

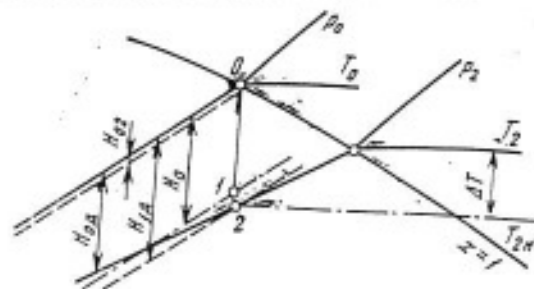


Рис. 1-5. К определению переохлаждения среды ΔT и располагаемых теплоперепадов при равновесном H_{02} и при неравновесном H_0 процессах расширения [$H_{02}=x_{01}H_{01}+(1-x_1)H_{02}$].

ГЛАВА ВТОРАЯ

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЖИДКОЙ ФАЗЫ В РЕШЕТКАХ ТУРБИННОЙ СТУПЕНИ

2-1. КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА В НЕПОДВИЖНЫХ СОПЛОВЫХ РЕШЕТКАХ

Для практических расчетов и выбора оптимальных вариантов проточных частей турбин влажного пара важным является вопрос о начале конденсации пара. Определив место возникновения жидкой фазы, дальнейший рост капель и образование пленок в проточной части турбины, можно более обоснованно выбрать конструкции влагуулавливающих устройств и более точно рассчитать экономичность и надежность турбин (с точки зрения эрозийного износа и вибрационной надежности лопаток).

Рассмотрим вначале такую ступень, процесс расширения пара в которой пересекает линию насыщения. При малых теплоперепадах, срабатываемых сопловой решеткой, когда линия процесса расширения пара в $i-s$ диаграмме не пересекает «зоны Вильсона», конденсация пара в неподвижных решетках невозможна¹. Действительно, в ядре потока величина переохлаждения пара меньше максимальной, необходимой для начала спонтанной конденсации, а на стенках каналов статическая температура пара t_{nc} оказывается выше температуры насыщения t_s или равна ей. Это нетрудно установить, рассмотрев энтальпию пара в пограничном слое на стенках канала:

$$i_{nc} \approx i + \sqrt{Pr} \frac{c^2}{2} \approx i + \frac{c^2}{2} \approx i_0, \quad (Pr = 1),$$

т. е. энтальпия пара близка к энтальпии торможения (предполагается отсутствие отвода тепла от лопаток турбины).

Если теплоперепад, срабатываемый в сопловой решетке, достаточно велик (линия процесса расшире-

ния пара пересекает «зону Вильсона»), то выделение жидкой фазы в потоке происходит в виде спонтанной конденсации («скачка» конденсации).

Теоретические и экспериментальные исследования спонтанной конденсации пара подробно рассмотрены в работах [Л. 23, 37, 101, 158, 194]. Здесь же мы остановимся только на основных особенностях «скачков» конденсации и методах их расчета.

Известно, что в конфузорных потоках с большими градиентами скоростей изменение термодинамических параметров происходит весьма интенсивно, и равновесный процесс конденсации при этом не реализуется. В таких потоках температура пара ниже соответствующей температуры насыщения. Это состояние переохлаждения является метастабильным, т. е. относительно устойчивым до определенного предела. При достижении максимального для данного случая переохлаждения пар спонтанно переходит в состояние, близкое к равновесному. Новая фаза возникает в виде мельчайших капелек (ядер конденсации) или кристаллов льда. В процессе дальнейшего расширения на этих ядрах происходит конденсация пара.

Возникновение новой фазы происходит в результате столкновений отдельных молекул. В процессе хаотического движения возможно появление молекул с любыми скоростями и энергиями, т. е. любое отклонение истинных значений параметров потока от средних. Такие отклонения принято называть флуктуациями. В отличие от обычных флуктуаций, совместимых с сохранением данного агрегатного состояния, флуктуации плотности, выходящие за пределы одного агрегатного состояния, названы Я. И. Френкелем «гетерофазными» [Л. 126]. Система, испытывающая флуктуации, может самопроизвольно перейти в менее вероятное состояние.

¹ За исключением некоторых случаев, рассмотренных в гл. 6.

Правда, эти отклонения бывают кратковременными, так как по прошествии времени релаксации система переходит в наиболее вероятное равновесное состояние. Так, если бы в термодинамически устойчивой системе ($\varphi_{x1} < \varphi_{x2}$) * случайно возникли зародыши новой фазы, то через короткий промежуток времени эти новообразования исчезли бы (флуктуации рассеиваются). В случае метастабильного состояния ($\varphi_{x1} > \varphi_{x2}$), когда новая фаза является устойчивой, малые гетерофазные флуктуации являются неустойчивыми, несмотря на то, что в макроскопических масштабах новая фаза является единственно возможной. Жизнеспособными являются только те зародыши, размер которых превышает определенную критическую величину. Дальнейший рост новой фазы происходит на таких устойчивых образованиях, называемых ядрами конденсации. Применительно к случаю двухфазной среды, состоящей из пара и шарообразных капелек жидкости, впервые Томсоном было показано, что давление пара, находящегося в равновесии с каплей жидкости при заданной температуре T , тем больше, чем меньше радиус r этой капли. Таким образом, возможны случаи, когда пар, перенасыщенный в обычном смысле (по отношению к капле бесконечно большого радиуса), оказывается ненасыщенным по отношению к капельке достаточно малого размера. Этим объясняется испарение мелких зародышей в метастабильной системе.

Размер «критического» зародыша (зародыша, способного к дальнейшему росту) может быть определен из условия равновесия двухфазной системы, состоящей из пара и капелек воды:

$$r_{кр} = \frac{2\sigma}{p_2 R_1 T} \frac{1}{\ln(p_2/p_{s\infty})} \approx \frac{2\sigma T_{\infty}}{L \Delta T}.$$

Здесь σ — коэффициент поверхностного натяжения, н/м; p_2 — плотность жидкости, кг/м³; p_s , н/м², —

* φ_{x1} и φ_{x2} — удельные потенциалы паровой и жидкой фаз при заданной температуре T и внешнем давлении p .

давление насыщения при температуре T и радиусе капли $r_{кр}$; $p_{s\infty}$, н/м², — давление насыщения при той же температуре T и радиусе капли $r = \infty$; $\Delta T = T_{\infty} - T$ — переохлаждение пара.

Учитывая, что в дальнейшем нас будет интересовать критический размер капель, возникающих в переохлажденном (перенасыщенном) паре, следует заменить отношение $p/p_{s\infty}$ отношением $p/p_s = \alpha$.

Тогда

$$r_{кр} = \frac{2\sigma}{p_2 R_1 T \ln \alpha}. \quad (2-1)$$

Скорость J образования критических зародышей, способных к дальнейшему росту, может быть найдена путем решения основного кинетического уравнения или на основании других физических представлений о процессах ядрообразования.

Расчетная формула по Я. И. Френкелю, взятая в удобной для практических расчетов форме из работы Г. Гёрмати, имеет следующий вид [Л. 126, 182]:

$$J = Z_0 p_1^2 \exp \left\{ - \frac{Z_1^2}{\ln \alpha^2} \right\} \text{ ядер}/(\text{м}^3 \cdot \text{сек}). \quad (2-2)$$

Здесь p_1 — местное давление в паре;

$$Z_0 = \frac{V(2/\pi) N_1^2}{p_1 (R_1 T)^2};$$

$$Z_1 = \sqrt{\frac{16\pi\sigma^2 N_1}{3p_1^2 (R_1 T)^2}},$$

где N_1 — число молекул пара, проходящих на единицу его массы. Комплексы Z_0 и Z_1 зависят от температуры T .

В последнее время появилось много исследований, уточняющих формулу для расчета скорости ядрообразования. Это связано с тем, что расчет дает, как правило, более раннее начало спонтанной конденсации, чем это получается в эксперименте. Здесь мы не будем останавливаться на анализе более совершенных зависимостей, так как для многих практических расчетов в зоне низких давлений формула Я. И. Френкеля дает приемлемую точность. Однако исследования сопл

Лавала в зоне высоких давлений (см. § 6-1) обнаружили недопустимо большие расхождения распределения давления и дисперсности жидкой фазы в экспериментах и расчетах. С целью уточнения теоретических расчетов Л. И. Селезневым в формулу для скорости ядрообразования (2-2) в экспоненциальный множитель был введен поправочный коэффициент β :

$$J = z_0 p_1^2 \exp[-\beta z_1^2 / \ln \alpha^2]. \quad (2-2a)$$

Для нахождения β производилось решение исходной системы дифференциальных уравнений (§ 1-2) методом последовательных приближений. В результате расчетов принимались те их значения, которые давали достаточно хорошее совпадение с экспериментом, во-первых, по местоположению зоны спонтанной конденсации и, во-вторых, по размерам частиц на срезе сопла. На основании исследований было обнаружено монотонное возрастание β с ростом начального давления p_0 . Так, в частности, для сопла № 2 (см. табл. 6-1) коэффициент β менялся от $\beta = 2,7$ при $p_0 = 1 \text{ кгс/см}^2$ до $\beta = 4,8$ при $p_0 = 33 \text{ кгс/см}^2$. Влияние начального давления рассматривается более подробно в гл. 6.

На образовавшихся ядрах происходит дальнейшая конденсация пара, и размер капель увеличивается за счет конденсации в соответствии с уравнением

$$\frac{dm_2}{d\tau} = \rho_2 \frac{dV_k}{d\tau} = \rho_2 4\pi r^2 \frac{dr}{d\tau}. \quad (2-3)$$

(Увеличение размера капель возможно также за счет коагуляции.)

В тех случаях, когда средняя длина свободного пробега молекул $\bar{l}$, определяемая по формуле

$$\bar{l} = 2\mu_1 / \rho_1 c = \frac{\mu_1}{\rho} \sqrt{\frac{\pi RT}{2m_\mu}}, \quad (2-4)$$

больше радиуса капель ($\bar{l} > r$), для расчета конденсации следует применять теорию свободномолекулярного течения.

Учитывая, что масса молекул, сталкивающихся с единичной пло-

щадкой за единицу времени, составляет

$$bm_* = \frac{pm^*}{\sqrt{2\pi m^* k^* T}} = \rho \sqrt{\frac{m_*}{2\pi k^* T}}, \quad (2-5)$$

а также используя следующие соотношения:

$$\rho = \rho_1 \frac{R}{m_\mu} T; \quad c^2 = \frac{8RT}{\pi m_\mu};$$

$$\frac{m_*}{k^*} = \frac{m_\mu}{R} \quad \text{и} \quad a = \sqrt{\frac{k^* RT}{m_\mu}},$$

преобразуем (2-5) к виду

$$bm_* = \rho_1 a \sqrt{\frac{1}{2\pi k}}. \quad (2-6)$$

Тогда можно написать:

$$\begin{aligned} \frac{dm_2}{d\tau} &= \alpha_k bm_* \cdot 4\pi r^2 = \\ &= 4\alpha_k \pi r^2 \rho_1 a \sqrt{\frac{1}{2\pi k}} \end{aligned} \quad (2-7)$$

или с учетом (2-3)

$$\frac{dr}{d\tau} = \alpha_k \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{a^2}{2\pi k}}. \quad (2-8)$$

В формулах (2-4)–(2-8) приняты следующие обозначения: μ_1 — кинематическая вязкость пара; c — средняя скорость молекул; k^* — постоянная Больцмана; k — показатель изоэнтропии; a — скорость звука; m_* — масса молекулы пара; α_k — коэффициент конденсации; m_μ — молекулярная масса; b — количество молекул, сталкивающихся с единичной площадкой в единицу времени.

Коэффициент конденсации может быть подсчитан по формуле Р. Булера:

$$\alpha_k = \frac{C_p (T_s - T)}{L [1 - 2\sigma / (r p_s L)]}. \quad (2-9)$$

При условии $r \geq \bar{l}$ рост капли подчиняется макроскопическим законам и может быть подсчитан по формуле

$$L \frac{dm_2}{d\tau} = -4\pi r^2 K_1 \left(\frac{\partial T}{\partial \bar{r}} \right)_{\bar{r}=\bar{l}}, \quad (2-10)$$

где распределение температур у поверхности капли $\partial T / \partial \bar{r}$ рассчитывается как

$$\left(\frac{\partial T}{\partial \bar{r}} \right)_{\bar{r}=\bar{l}} = - \frac{T_s - T}{\bar{r}}. \quad (2-11)$$

Окончательно с учетом (2-3) получаем:

$$\frac{dr^2}{dz} = \frac{2K_1}{p_2 L} (T_s - T). \quad (2-12)$$

Предполагая процессы квазистационарными ($dz/dt=c$), представим формулы (2-8) и (2-12) в следующем виде:

$$\frac{dr}{dz} = \alpha_k \frac{p_1}{p_2} \frac{1}{Ma} \sqrt{\frac{1}{2\pi k}}; \quad (2-13)$$

$$\frac{dr^2}{dz} = \frac{2K_1}{p_2 L Ma} \sqrt{\frac{m_u}{kRT}} (T_s - T). \quad (2-14)$$

2-2. РАСЧЕТ СПОНТАННОЙ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА В СОПЛАХ ЛАВАЛЯ

Рассмотрим изменение некоторых параметров потока в зоне спонтанной конденсации пара (рис. 2-1). Предположим, что процесс расширения пара пересекает линию насыщения в точке 0. С этого момента статическая температура пара $T_{ст}$ становится ниже равновесной температуры T_s и разнятся температуре полного переохлаждения

$$T_{п.п} = T_s (p/p_0)^{\frac{k-1}{k}}$$

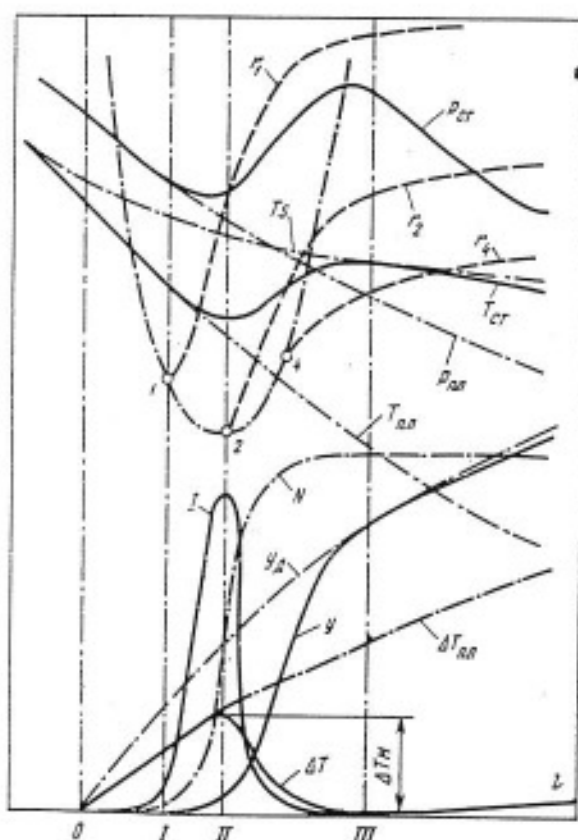


Рис. 2-1. Распределение некоторых параметров пара в зоне спонтанной конденсации вдоль сопла (0—III — рассматриваемые сечения).

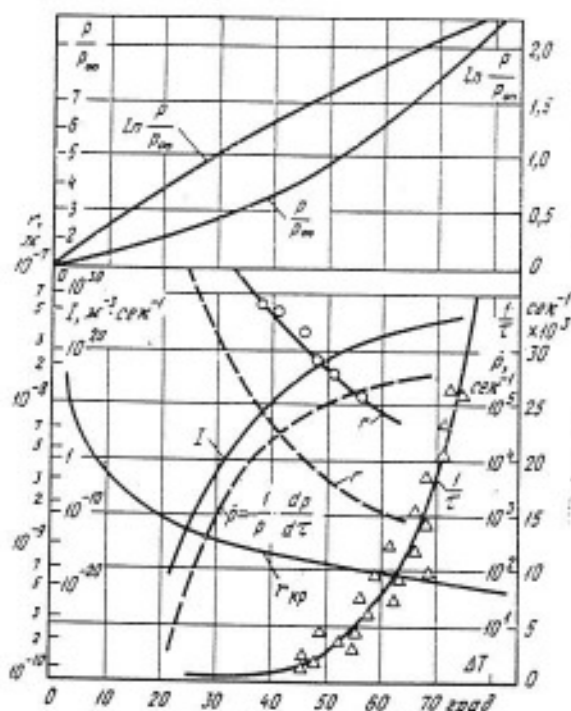


Рис. 2-2. Изменение некоторых параметров двухфазного потока в зависимости от переохлаждения потока пара.

Рост переохлаждения пара $\Delta T = T_s - T_{п.п}$ вдоль потока приводит к уменьшению критического радиуса зародыша, к интенсификации процесса ядрообразования, и, начиная с некоторого момента (точка I на рис. 2-1), число возникающих в единицу времени ядер I становится столь значительным, что распределение статического давления и температуры пара начинает отклоняться от соответствующих параметров при предельно неравновесном процессе расширения. В точке 2 достигается предельное переохлаждение потока ΔT_m , скорость ядрообразования I начинает уменьшаться. Суммарная поверхность капель оказывается столь значительной, что при данном переохлаждении потока начинается бурная конденсация пара. Давление и температура двухфазной среды резко возрастают. Переохлаждение пара уменьшается и в точке 3 становится практически равным нулю. Степень влажности потока y достигает практически равновесной (диаграммой) степени влажности y_s . Суммарное количество капель остается с этого момента постоянным, и дальнейшая конденсация происходит только лишь на этих каплях.

В момент возникновения зародышей радиус весьма мал и зависит в основном от степени перенасыщения потока. На рис. 2-2 показано изменение критического радиуса капель $r_{кр}$ в зависимости от переохлаждения потока ΔT . Капли, зародыши которых возникли в первый момент ядрообразования, растут наиболее интенсивно и достигают в конце зоны спонтанной конденсации больших размеров, чем те капли, зародыши которых возникли позже. В качестве примера на рис. 2-1 показан рост капель, возникших в точках I и 2. Разница интенсивности

роста (изменение r_1 и r_2) объясняется различной степенью переохлаждения потока.

Таким образом, за зоной спонтанной конденсации будут существовать капли разного размера. По данным экспериментальных исследований средний (модальный) размер капель при давлении пара $p < 1 \text{ кгс/см}^2$ зависит от степени переохлаждения, при которой возникла спонтанная конденсация, и составляет 10^{-2} — 10^{-1} м (рис. 2-2).

Распределение статического давления, числа Ма, температуры и плотности в сопле Лаваля, а также место возникновения «скачка» конденсации могут быть найдены путем решения следующей системы уравнений [Л. 12]:

$$\frac{dMa}{dz} = -Ma \frac{(1-y)\left(1 + \frac{k-1}{2} Ma^2\right)}{(1-y) - \beta Ma^2} \left\{ \frac{1dF}{Fdz} + \left[1 - Q^* \frac{1-y+k Ma^2}{2(1+Q^*y)} \right] \frac{1}{1-y} \frac{dy}{dz} \right\}; \quad (2-15)$$

$$\frac{dp}{dz} = \frac{k p Ma^2}{(1-y) - \beta Ma^2} \left\{ \frac{1dF}{Fdz} + \left[1 - Q^* \frac{\left(1 + \frac{k-1}{2}\right)(1-y)}{(1+Q^*y)} \right] \frac{1}{1-y} \frac{dy}{dz} \right\}, \quad (2-16)$$

$$\frac{dp}{dz} = \frac{\rho Ma^2 \beta}{(1-y) - \beta Ma^2} \left\{ \frac{1dF}{Fdz} + \left[1 + Q^* \frac{\left(1 + \frac{k-1}{2} Ma^2\right)(1-y)}{1 + Q^*y} \right] \frac{dy}{dz} \right\}; \quad (2-17)$$

$$\frac{dT}{dz} = \frac{(1-y)(k-1) Ma^2}{(1-y) - \beta Ma^2} \left\{ \frac{1dF}{Fdz} + \left[1 - Q^* \frac{\left(1 + \frac{k-1}{2} Ma^2\right) \times}{(1+Q^*y) \times} \rightarrow \frac{[k Ma^2 - (1-y)]}{(k-1) Ma^2} \right] \frac{1}{1-y} \frac{dy}{dz} \right\}; \quad (2-18)$$

$$\frac{dy}{dz} = \frac{\rho_0 \cdot 4\pi r_0^2}{m} \left\{ \int_{z_0}^z \left(\bar{F}_0 + \int_{z_0}^z \frac{\partial \bar{F}}{\partial z} dz \right) I(z_0) \bar{F} \times \left[z_0 \frac{\partial \bar{F}}{\partial z} dz_0 + \frac{1}{3} \bar{F}_0^3 \bar{J}(z) \bar{F}(z) \right] \right\}. \quad (2-19)$$

Уравнения (2-15) — (2-19) описывают изменение числа Ма, статического давления p , плотности пара ρ и температуры T вдоль

оси сопла. Уравнение (2-19) характеризует изменение относительной массовой степени влажности y . Скорость ядрообразования I определялась по формуле (2-2), а закон роста капель во времени — по формуле [Л. 182]

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1 - r_{kp}/r}{\rho_2 (r + 1,50T)} \frac{1}{k^{0,5} Ma} \frac{\lambda TV \sqrt{RT}}{L^2} \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (2-20)$$

В приведенных выше уравнениях приняты следующие обозначения: k — показатель изохоры (для переохлажденного пара $k=1,3$); $\beta = [1 + (k-1)y]$; $Q^* = L/C_p T_{sat}$; L — скрытая теплота парообразования; λ — температуропроводность пара; R_1 — газовая постоянная пара; l — длина свободного пробега молекул; σ — коэффициент поверхностного натяжения; $\dot{m}$ — суммарный расход пара через сопло; r — радиус капель; r_0 — радиус молекулы.

В формуле (2-19) все параметры с чертой обозначают безразмерные величины (в частности, $r/r_0 = \bar{r}$), а интегрирование производится от сечения z_0 , где возникли устойчивые ядра конденсации, до текущего значения z . Индексом 0 обозначены параметры потока при пересечении линии насыщения.

Для ориентировочных расчетов можно воспользоваться экспериментальным графиком. Обработка многочисленных опытных данных, полученных на соплах разной геометрии и при различных параметрах пара, показала (см. рис. 2-2), что максимальное переохлаждение пара ΔT_m в существенной мере зависит от времени расширения переохлажденного пара (от состояния насыщения до скачка конденсации τ) и от градиента давления в месте возникновения скачка

$$\dot{p} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz}.$$

Поэтому если известны геометрия сопла, распределение статического давления переохлажденного пара $p_{ст} = f(z)$, скорость переохлажденного потока и место пересечения процессом расширения линии насыщения, то можно подсчитать время пребывания частиц пара в сопле за линией насыщения $\tau = f(z)$ и величину переохлаждения потока $\Delta T = f(z)$ (см. рис. 2-1). Из рис. 2-2 по известному времени τ определяется величина $1/\tau = f(\Delta T_m)$. Это дает возможность определить место пересечения кривых $\Delta T = f(z)$ и $1/\tau = f(\Delta T_m)$ и соответственно зону спонтанной конденсации в сопле (место возникновения «скачка» конденсации).

Дальнейшее уточнение положения зоны спонтанной конденсации производится после оценки местной скорости расширения $\dot{p}$. По известной величине $\dot{p}$ на рис. 2-2 находится уточненное значение максимального переохлаждения потока ΔT_m . Приведенные результаты получены при сравнительно низких давлениях водяного пара ($p < 5 \text{ кгс/см}^2$). При высоких давлениях в расчет должны быть внесены необходимые поправки (см. гл. 6).

2-3. ВОЗНИКНОВЕНИЕ СКАЧКОВ УПЛОТНЕНИЯ В СОПЛАХ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА

В зоне спонтанной конденсации происходит бурное выделение тепла и наблюдается повышение статического давления и температуры пара, скорость потока уменьшается. Однако, как правило, во всей расширяющейся части сопла Лавала поток остается сверхзвуковым. В том случае, если повышение статического давления оказывается столь значительным, что скорость потока уменьшается до $Ma=1$, в зоне интенсивного подвода тепла возникает скачок уплотнения. Впервые экспериментально возникновение скачков уплотнения было установлено авторами работ [Л. 150, 210, 225]. В работах [Л. 149, 150] описаны нестационарные явления в соплах Лавала, при которых скачок уплотнения перемещается в зону минимального сечения (против потока) и далее в дозвуковую часть сопла.

Проанализируем изменение основных параметров в зоне интенсивного подвода тепла и условия, необходимые для возникновения скачка уплотнения. Предположим, что известны геометрия сопла $F=f(x)$ и dF/dx , распределение относительного статического давления при полном переохлаждении пара $\varepsilon_{ст.п} = p_{ст}/p_0$ (p_0 — местное давле-

ние полного торможения), изменение теоретической диаграммой p_2 и действительной y степеней влажности потока, величина переохлаждения $\Delta T = T_s - T_1$ и соответственно количество подведенного тепла $q(x)$ (dq/dx). Тогда можно рассчитать изменение статического давления $\varepsilon = p/p_0$ и числа Ma вдоль сопла (рис. 2-3). При подводе тепла статическое давление повышается и в точке 2 достигает критического значения $\varepsilon = \varepsilon_{кр}$ ($Ma=1$). В дальнейшем статическое давление должно теоретически оставаться постоянным, соответствующим $\varepsilon_{кр}$, при этом $Ma=1$, поскольку подвод тепла в этой зоне не может изменить скорости потока. Действительно, повышение давления выше критического здесь невозможно, так как в дозвуковой зоне интенсивный подвод тепла должен не замедлять, а ускорять поток. В то же время невозможно также и снижение статического давления, так как при подводе тепла в сверхзвуковой зоне поток должен замедляться, а число Маха — возрастать. И только лишь в точке 3, т. е. там, где интенсивность роста dF/dx оказывается выше интенсивности подвода тепла dq/dx , начинается ускорение потока ($\varepsilon < \varepsilon_{кр}$, $Ma > 1$). Этот вывод следует из анализа закона обращения воздействия:

$$\frac{1}{Ma} \frac{d Ma}{dx} = - \frac{1 + \frac{k-1}{2} Ma^2}{1 - Ma^2} \left[\frac{1}{F} \frac{dF}{dx} - \frac{(1-k)Ma^2}{2(1+Q)} \frac{dQ}{dx} \right]. \quad (2-21)$$

При $Ma = 1$ ($\varepsilon = \varepsilon_{кр}$)

$$\frac{1}{F} \frac{dF}{dx} - \frac{1+k}{2} \frac{1}{1+Q} \frac{dQ}{dx} = 0. \quad (2-22)$$

Здесь $Q = q/T_{01}C_p$; q — тепло, подведенное к единице массы потока; C_p — теплоемкость пара (влажного воздуха); T_{01} — начальная температура полного торможения пара (постоянная величина); Ma — число Маха, подсчитанное для паровой фазы.

Таким образом, в точках 2 и 3 на рис. 2-3 кривые скорости потока и распределения статического давления должны иметь излом. Очевидно, что при плавном изменении площади сопла и плавном подводе тепла рассмотренный выше характер поведения скорости практически реализован быть не может — в сопле должен возникнуть скачок уплотнения, т. е. должно произойти скачкообразное изменение скорости от $Ma > 1$ до $Ma < 1$.

Место возникновения скачка может быть найдено расчетом, с помощью метода последовательных приближений. При заданном подводе тепла (первое приближение) можно рассчитать изменение скорости и давления от точки 3 в направлении к минимальному сечению сопла. Плавный рост давления будет происходить в соответствии с линией a на рис. 2-3, а повышение давления p/p_0 в скачке уплотнения будет характеризоваться линией b . Соответствующее

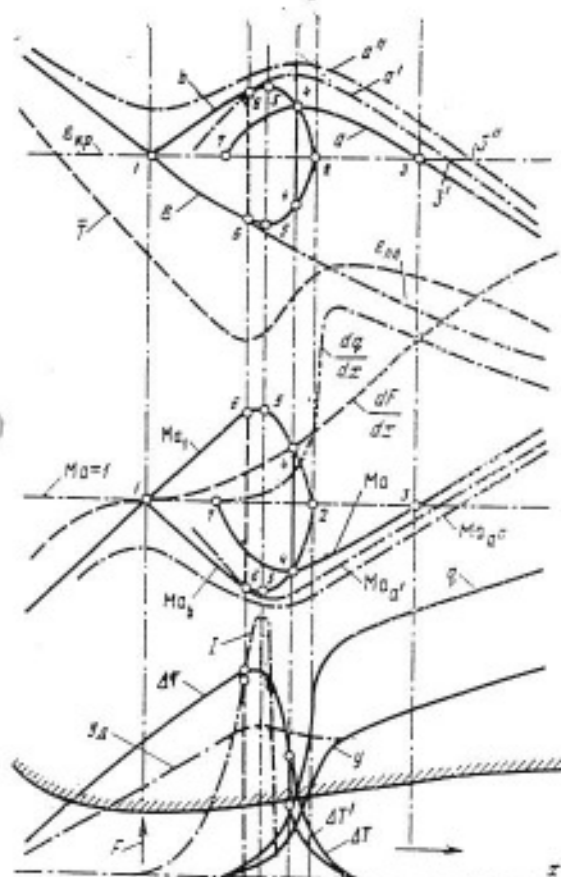


Рис. 2-3. Изменение относительного статического давления ε , числа Ma , переохлаждения ΔT , степени влажности y , скорости течения V и других параметров в зоне спонтанной конденсации при возникновении скачка уплотнения ($\bar{T}$ — относительная температура вдоль сопла).

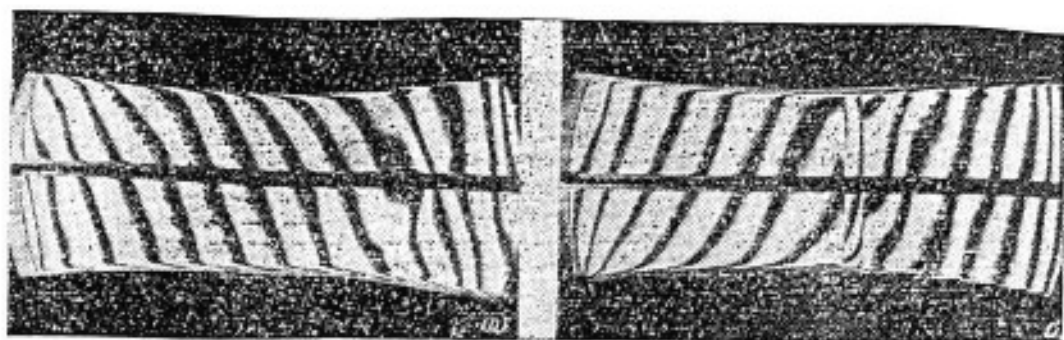


Рис. 2-4. Интерферограммы двух режимов течения переохлажденного водяного пара в сопле Лавала.

а — при равномерном изменении параметров в зоне спонтанной конденсации пара; б — с образованием стационарного скачка уплотнения.

этому давлению число Ma_b рассчитывается по формуле

$$Ma_b^2 = \frac{1 + \frac{k-1}{k+1} (Ma_1^2 - 1)}{1 + \frac{2k}{k+1} (Ma_1^2 - 1)}, \quad (2-23)$$

где Ma — число Маха паровой фазы.

Место возникновения скачка (точка 4) лежит на пересечении линий а и б. Режим течения в этом случае будет стационарным, поскольку причина, вызвавшая появление скачка уплотнения, остается и после возникновения скачка, так как процесс ядрообразования к этому моменту практически закончится (кривая J) и интенсивность выделения тепла в зоне конденсации пара изменится незначительно. В общем случае это изменение должно быть учтено в последующих приближениях. При этом рассчитываются рост температуры за скачком уплотнения и изменение степени переохлаждения потока $\Delta T'$, определяются новый характер прироста степени влажности и количество подведенного тепла. Вновь строится кривая а, определяется новое место возникновения скачка уплотнения. Однако теперь для построения линии а и определения нового места возникновения скачка система уравнений (2-21)–(2-23) должна быть дополнена уравнениями, характеризующими интенсивность подвода тепла. Эти уравнения необходимы также и для расчета первого приближения, если функция $Q=f(x)$ не задана предварительно или не взята из опыта.

В качестве примера на рис. 2-4 показаны две интерферограммы, полученные Д. Баршдорфом для потока переохлажденного водяного пара в сопле Лавала с плавным изменением параметров в зоне спонтанной конденсации и с образованием стационарного скачка уплотнения. Фотографии получены с помощью дифференциального интерферометра.

На рис. 2-5 приведены экспериментальные данные о распределении статического давления вдоль средней линии сопла для соответствующих режимов рис. 2-4. Здесь же представлены результаты теоретического расчета спонтанной конденсации. Для расчета распре-

деления параметров потока вдоль сопла Лавала без образования скачка уплотнения была использована система уравнений (2-2), (2-15), (2-20). Эта же система уравнений используется и для расчета процесса с возникновением скачка уплотнения. Разница заключается лишь в том, что вначале расчет ведется до точки 4 (см. рис. 2-3), где возникает скачок уплотнения, далее учитывается изменение параметров (Ma , p , ρ , T) в скачке уплотнения по известным соотношениям газодинамики для прямого скачка:

$$Ma_2^2 = \frac{1 + \frac{k-1}{k+1} (Ma_1^2 - 1)^*}{1 + \frac{2k}{k+1} (Ma_1^2 - 1)}; \quad (2-24)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2k}{k+1} (Ma_1^2 - 1); \quad (2-25)$$

* Здесь индексом 1 обозначены параметры перед скачком, а индексом 2 — за скачком.

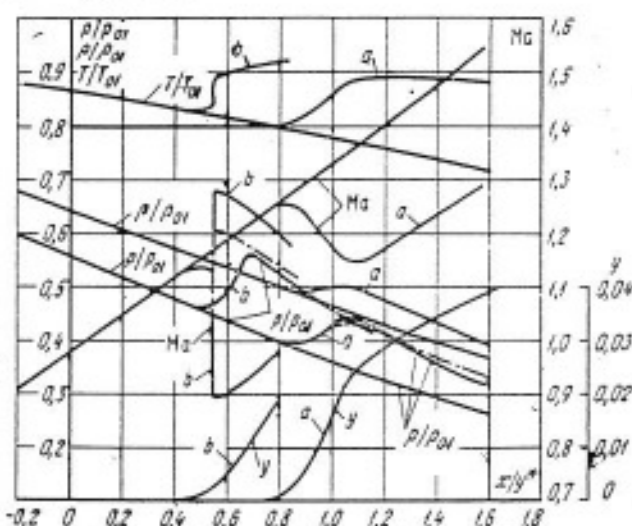


Рис. 2-5. Сопоставление экспериментальных и расчетных параметров в сопле Лавала для режимов потока, представленных на рис. 2-4. Кривые, помеченные индексом а, соответствуют плавному изменению параметров потока в зоне спонтанной конденсации; индекс б соответствует возникновению скачка уплотнения.

$$\frac{p_1}{p_2} = 1 - \frac{2k}{k+1} \left(1 - \frac{1}{Ma_1^2} \right); \quad (2-26)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1} \frac{p_1}{p_2}. \quad (2-27)$$

Затем расчет ведется методом последовательных приближений по уравнениям (2-15) — (2-20).

На рис. 2-5 приведены данные расчетов, выполненных методом Рунге — Кутты на вычислительной машине Х8 в Высшей технической школе в Карлсруэ (ФРГ). Сплошной линией на рис. 2-5 показано измеренное распределение статического давления p/p_{01} при плавном и скачкообразном изменении параметров, штрихпунктирной линией — соответствующие расчетные кривые. Зависимости Ma , p/p_{01} , T/T_{01} , y получены расчетным путем.

2-4. АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЯВЛЕНИЙ В СОПЛАХ ЛАВАЛЯ

Если количество подведенного тепла при прочих равных условиях возрастает, то скачок уплотнения перемещается против потока, причем интенсивность его возрастает и достигает максимума в точке 5 (см. рис. 2-3). В дальнейшем интенсивность скачка уменьшается, точка пересечения перемещается в зону меньших чисел Ma (например, линия a пересекает линию b в точке 6) и в конечном итоге совпадает с точкой 1. При более интенсивном подводе тепла поток во всей зоне до точки 3 будет дозвуковым. Такие режимы могут быть реализованы только при внешнем подводе тепла, когда интенсивность и количество подведенного тепла не зависят от изменения режима потока внутри сопла.

В потоках, подвод тепла к которым осуществляется в результате «скачка» конденсации, некоторые рассматриваемые выше режимы не могут быть реализованы. Как только линия пересечения кривых достигнет точки 5 (см. рис. 2-3), произойдет уменьшение переохлаждения потока в зоне максимального ядрообразования. Это означает, что количество возникших ядер не будет достаточным для дальнейшей бурной конденсации пара, причина, вызвавшая появление скачка уплотнения, исчезнет и конденсация произойдет при больших числах Ma .

Скачок уплотнения будет перемещаться в дозвуковую часть сопла и, как только его влияние на характер последующего течения станет бесконечно малым, зона интенсивной конденсации вновь переместится в прежнее положение — возникнет новый скачок уплотнения.

Таким образом, мы приходим к выводу о возникновении нестационарных режимов течения переохлажденного пара в соплах Лаваля. Следует отметить, что дозвуковые режимы типа a'' (см. рис. 2-3) в этом случае также не могут быть получены. Действительно, в процессе возникновения «скачка» конденсации линия a будет перемещаться вверх, и при достижении положения a' конденсация в этой зоне прекратится, возникнет нестационарный режим. Повышения давления до линии a'' не произойдет. Процесс конденсации сместится вниз по потоку.

В качестве примера на рис. 2-6 показаны интерферограммы одного периода нестационарного процесса возникновения скачка уплотнения в сопле Лаваля при спонтанной конденсации водяного пара во влажном воздухе. Схема и основные размеры сопла показаны на рис. 2-7. Там же построены кривые распределения относительного статического давления p/p_{01} и относительной плотности двухфазной среды ρ/ρ_0 для нескольких промежуточных режимов одного периода при нестационарном потоке. Эти кривые получены путем расшифровки интерферограмм, представленных на рис. 2-6 (кривая распределения давления за зоной спонтанной конденсации построена приближенно и служит только для качественного объяснения процесса).

В первый момент возникновения скачка уплотнения статическое давление не достигло еще своего минимального значения внутри сопла, так как предыдущий скачок находится еще достаточно близко от минимального сечения и его влияние на последующий поток велико. В дальнейшем происходит уменьшение давления внутри сопла, зона интенсивной конденсации и скачок

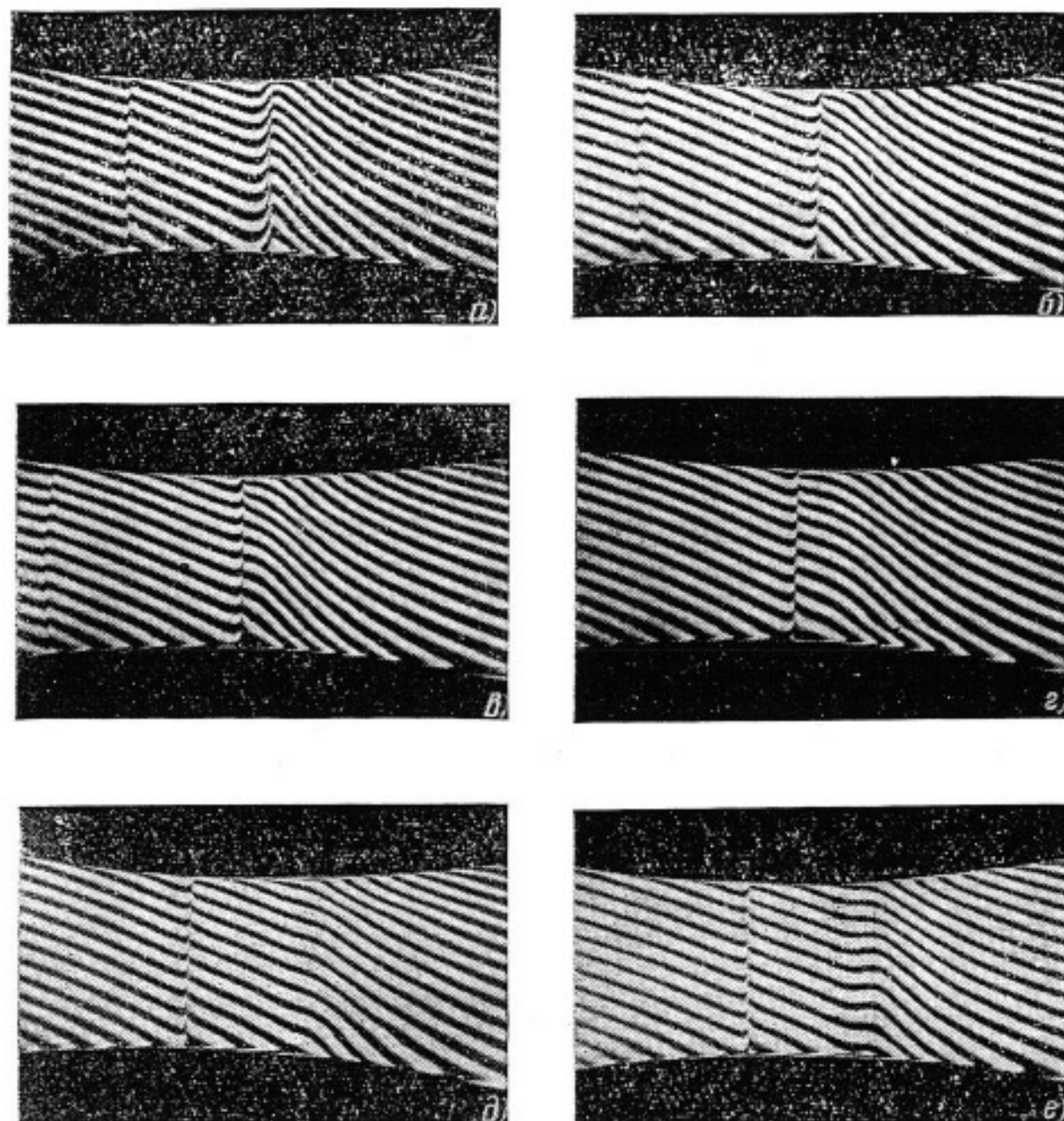


Рис. 2-6. Интерферограммы одного периода нестационарного процесса возникновения скачка уплотнения при спонтанной конденсации водяного пара во влажном воздухе (поток направлен слева направо).

а — режим № 1; б — режим № 2; в — режим № 3; г — режим № 4; д — режим № 5; е — режим № 6.

уплотнения перемещаются против потока (рис. 2-6,а). Однако интенсивность скачка еще мала и практически не сказывается на процессе гидрообразования и конденсации пара. Режим, представленный на рис. 2-6,б, соответствует максимальной интенсивности скачка. Скорость гидрообразования при этом существенно уменьшается, и в дальнейшем зона спонтанной конденсации смещается вниз по потоку. При этом конденсация происходит без образования скачков уплотнения. На

рис. 2-6,в, г показаны интерферограммы для промежуточных положений скачков уплотнения.

Следует отметить, что статическое давление и плотность на рис. 2-7 отнесены к соответствующим параметрам торможения на входе в сопло. В зоне интенсивного подвода тепла давление полного торможения будет уменьшаться и критическое отношение (p/p_{01}) соответственно будет возрастать. Для режима 1 на рис. 2-7 построено распределение (p/p_{01}) вдоль сопла с уче-

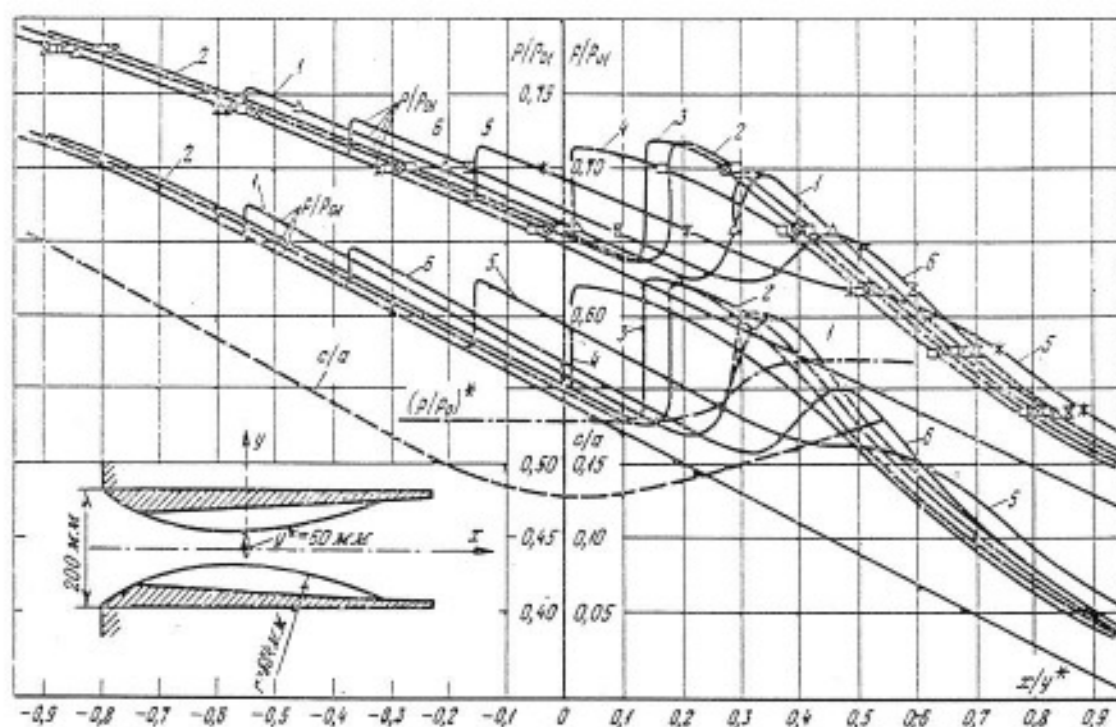


Рис. 2-7. Схема сопла и распределение относительных величин статического давления p/p_0 , плотности ρ/ρ_0 и относительной скорости движения «скачков» конденсации и уплотнения c/a для режимов потока, представленных на рис. 2-6. Цифры 1-6 соответствуют номерам режимов на рис. 2-6.

том изменения p_0 в зоне интенсивного подвода тепла.

Частота возникновения скачков уплотнения зависит от градиентов скоростей в сопле, интенсивности подвода тепла, параметров потока и других величин. Приблизительно началом нестационарных режимов можно считать точку пересечения кривых a и b (точка 5, рис. 2-3). Именно вблизи этой точки наблюдается максимальное ядрообразование. Возникающий скачок уплотнения приводит к уменьшению переохлаждения потока, ядрообразование прекращается. Причина, вызвавшая скачок, исчезает.

Время одного периода нестационарного процесса можно определить по следующей формуле:

$$\tau = \int_0^{x_0} \frac{dx}{[K(x) Ma_m - Ma(x)] a(x)} \quad (2-28)$$

Здесь Ma_m — максимальное число Маха перед зоной спонтанной конденсации (в точке 5 на рис. 2-3); $Ma(x)$ и $a(x)$ — функции числа Ма и скорости звука вдоль сопла от точки 5 против потока; $K(x)$ — поправочный коэффициент, учитывая

щий изменение скорости скачка уплотнения из-за диссипации энергии в перемещающемся скачке уплотнения и из-за изменения проходной площади сопла вдоль направления движения скачка.

Коэффициент K определяется из выражения

$$K(x) = \frac{c(x)}{c_m} = \left(\frac{p_0 + \Delta p(x)}{p_0 + \Delta p_m} \right)^{\frac{k-1}{2k}}, \quad (2-29)$$

где $c(x) = a(x) \sqrt{\left(1 + \frac{\Delta p(x)}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}}}$ —

скорость распространения скачка уплотнения; $\Delta p(x)$ — текущее значение повышения давления в скачке уплотнения; c_m — максимальная скорость скачка; p_0 — давление полного торможения; Δp_m — максимальное повышение давления в скачке.

Изменение (повышение) давления в скачке уплотнения можно определить по формуле [Л. 12]

$$F(x) f(z) = F(x) f\left(\frac{p + \Delta p(x)}{p} \right) = \text{const}, \quad (2-30)$$

где $F(x)$ — изменение площади сопла в направлении движения скачка; p , $[p + \Delta p(x)]$ — статическое давление перед скачком и за ним.

Функция, характеризующая характер изменения давления в скачке уплотнения, имеет вид:

$$f(z) = z^{1/k} (z-1)(z+1/\gamma)^{-1/2} \times \\ \times \left[\frac{1 + (1 - \gamma/z)^{-1/2}}{1 - (1 - \gamma/z)^{-1/2}} \right] V^{\frac{k}{2(k-1)}} \times \\ \times \left[\frac{(1 + \gamma/z)^{-1/2} - \left(\frac{k-1}{2k}\right)^{1/2}}{(1 + \gamma/z)^{-1/2} + \left(\frac{k-1}{2k}\right)^{1/2}} \right] \times \\ \times \exp \left[\left(\frac{2}{k-1}\right)^{1/2} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{kz}{z+1}\right)^{1/2} \right], \quad (2-31)$$

где

$$\gamma = \frac{k+1}{k-1}; \quad z = \frac{p + \Delta p(x)}{p}.$$

Для скачков малой интенсивности формула (2-30) может быть упрощена:

$$F(x)[z-1]^{1/L(z)} = \text{const.} \quad (2-32)$$

В частном случае для $k=1,4$ величина $L(z)$ может быть принята равной $L(z) \approx 0,5 = \text{const}$ [Л. 12].

Однако, как показывает анализ изменения параметров потока в сопле, после того, как причина, вызвавшая появление нестационарного скачка, исчезает, интенсивность этого скачка определяется в значительной мере не рассматриваемыми выше явлениями, а скоростью истечения жидкости из объема, расположенного между скачком и зоной спонтанной конденсации пара. Действительно, в момент возникновения скачка максимальной интенсивности ($\Delta p = \Delta p_m$) зона спонтанной конденсации образуется в том сечении сопла, где достигается необходимая максимальная величина переохлаждения потока. В объеме V между скачком и зоной конденсации пара происходит уменьшение давления от $(p + \Delta p)$ до p (здесь p — статическое давление в данном сечении сопла при течении переохлажденного пара без конденсации). Уравнения, определяющие количество вытекающего из данного объема газа в единицу времени, могут быть записаны в виде

$$\frac{dm}{d\tau} = \frac{d(\Delta p)V}{d\tau RT} + \frac{dV}{d\tau} \frac{p}{RT}; \quad (2-33)$$

$$\frac{dm}{d\tau} = \frac{Fv}{v} = \frac{F(x)V\sqrt{2\Delta p}}{v} = \\ = \frac{F(p + \Delta p)\sqrt{2\Delta p}}{VRT(p + \Delta p)}; \quad (2-34)$$

$$V(x) = V_0 - F(x)[c_{ск} - c_k]d\tau = \\ = F[x_0 + (c_{ск} - c_k)d\tau]. \quad (2-35)$$

Здесь V_0 — начальный объем в момент возникновения нестационарного скачка; $c_{ск}$ и c_k — скорости перемещения скачка уплотнения и зоны спонтанной конденсации.

При выводе уравнений (2-33) — (2-35) предполагалось, что скорость изменения массы подчиняется закону истечения несжимаемой жидкости и что температура газа меняется незначительно. Пренебрегая также изменением объема во времени и величинами второго порядка малости, получаем следующую приближенную формулу для расчета изменения интенсивности скачка во времени:

$$\Delta p = \Delta p_m e^{-2\frac{\beta \Delta \tau}{X}}, \quad (2-36)$$

где

$$\beta = \sqrt{RT \cdot 2}; \quad X = x_0 + (c_{ск} - c_k)\Delta \tau;$$

$x_0 = V_0/F_0$ — расстояние между скачком уплотнения и «скачком» конденсации в начальный момент времени ($\Delta \tau = 0$ и $\Delta p = \Delta p_m$).

По формуле (2-36) можно подсчитать изменение интенсивности скачка во времени в различных сечениях сопла Δp . Теперь по формуле (2-29) можно определить поправку $K(x)$, поскольку $\Delta p(x) = \Delta p$.

В момент возникновения нестационарного режима (предельный подвод тепла к потоку в зоне спонтанной конденсации) линии a и b пересекаются в точке 5 (см. рис. 2-3). Интегрирование для этого режима производится до сечения x_0 , где $p_{мин} = 0$, т. е. до сечения, где скачок уплотнения вырождается в волну сжатия [функция $K(x)$, равная a/c_m , достигает минимума]. Время одного периода будет равняться бесконечности ($\tau = \infty$), а частота f равна нулю.

Если пересечение линий a и b произойдет в зоне между точками 1 и 5 (линия a' на рис. 2-3), а также

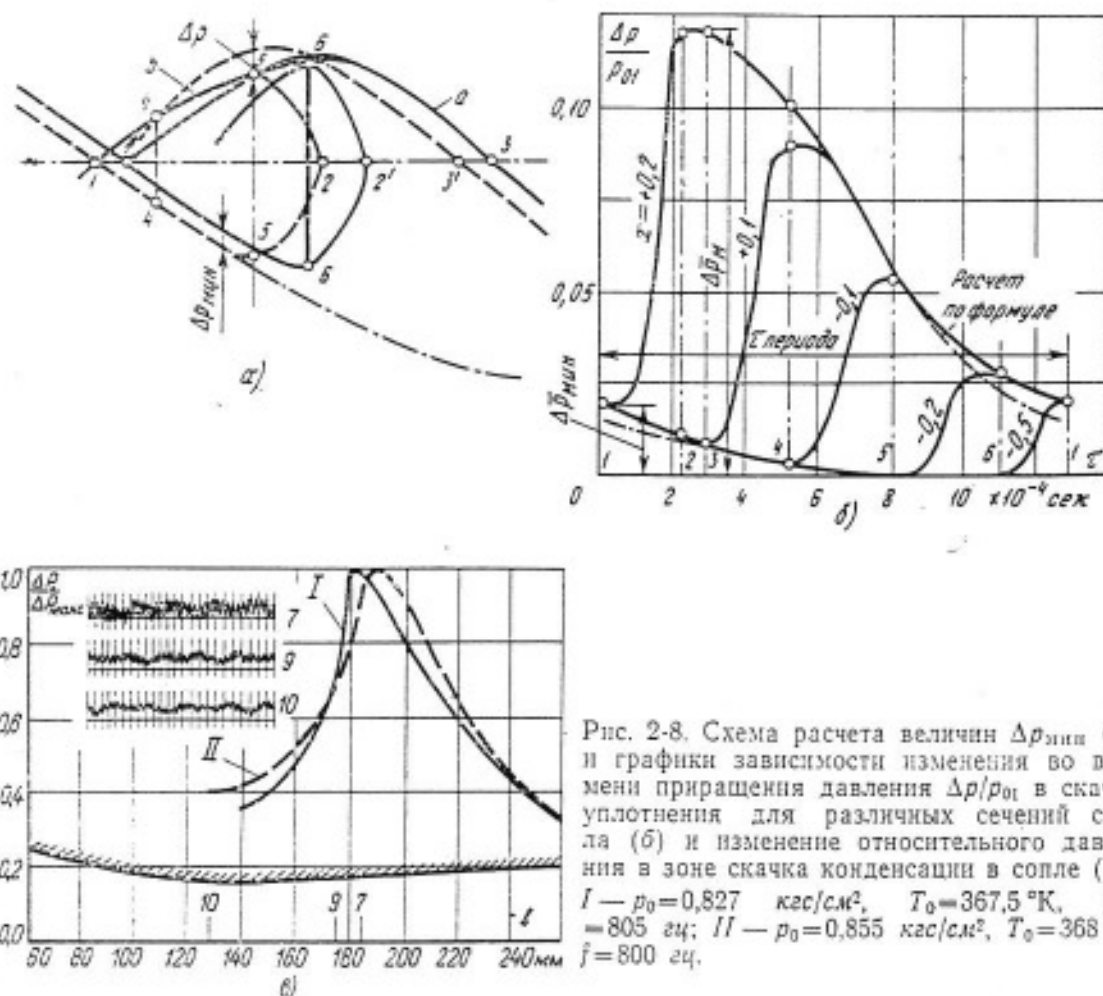


Рис. 2-8. Схема расчета величин $\Delta p_{\min}$ (а) и графики зависимости изменения во времени приращения давления $\Delta p/p_{01}$ в скачке уплотнения для различных сечений сопла (б) и изменение относительного давления в зоне скачка конденсации в сопле (в): I — $p_0 = 0,827$ кгс/см², $T_0 = 367,5$ °К, $f = 805$ гц; II — $p_0 = 0,855$ кгс/см², $T_0 = 368$ °К, $f = 800$ гц.

если эти линии вообще не пересекаются (линия a''), время одного периода будет равняться конечной величине. Действительно, для возникновения нестационарного скачка уже не потребуется полного восстановления исходного, «бескачкового», режима течения. Нестационарный скачок уплотнения возникает в этом случае при повышенном статическом давлении, как это показано схематически на рис. 2-8,а. Место интенсивной конденсации переместится по потоку; таким образом, следующее пересечение линий a и b вновь возникает в зоне максимального ядрообразования, т. е. в точке 5 (рис. 2-8,а). Интегрирование в формуле (2-28) для этого случая производится до сечения x_0 , в котором повышение давления в скачке равняется уже не нулю, а конечной величине $\Delta p_{\min}$. Точное значение места возникновения нового скачка и минимальное значение повышения давления $\Delta p_{\min}$ может быть получено путем решения си-

стемы уравнений (2-15) — (2-20) методом последовательных приближений. Приближенное решение при $\Delta p_{\min} \ll \Delta p_m$ может быть найдено в предположении, что $\Delta p_{\min} \approx \Delta p$ (рис. 2-8,а). Изменение относительного статического давления $\Delta p/p_{01}$ в зависимости от времени для различных сечений сопла показано на рис. 2-8,б.

При расчете частоты нестационарного процесса нас интересует изменение статического давления в сечении, где возникает скачок уплотнения максимальной интенсивности. Для примера, приведенного выше (рис. 2-6 и 2-7), это сечение находится около координаты сопла $x = x/y^* = +0,2$. Для этого сечения по графику (на рис. 2-8,б) можно определить минимальное и максимальное повышения давления ($\Delta p_{\min}$ и Δp_m). Для других сечений, расположенных ближе к входу сопла, $\Delta p_{\min}$ и Δp_m уменьшаются. На рис. 2-8,б пунктиром показано также изменение давления в сечении

сопла $x/y^* = -0,1$, рассчитанное по формуле (2-36). При этом приведенный объем X для каждого промежутка времени был взят из данных эксперимента (см. рис. 2-7). Удовлетворительное совпадение расчета с экспериментом подтверждает правильность выбранной схемы расчета.

Результаты расчета частоты нестационарного процесса по формуле (2-28) хорошо совпадают с опытом. Так, по расчету $f_p = 785$ гц, в то время как измеренная частота составляла $f = 745$ гц. При высоких частотах возникновения скачка уплотнения достаточно хорошее совпадение с опытом может быть получено по приближенной формуле

$$\tau = \frac{x_0}{\Delta Ma_{cp} a_{cp}}, \quad (2-37)$$

где x_0 — расстояние между сечениями сопла, где возникает скачок уплотнения и где влияние его на возникновение последующего скачка становится равным нулю; ΔMa_{cp} — средняя разность чисел Ма ($Ma_m - Ma(x)_{cp}$); a_{cp} — средняя скорость звука.

Экспериментальные исследования, проведенные Д. Баршдорфом с соплами разной формы на влажном воздухе и водяном паре, показали, что частота пульсаций составляет 500—1 000 Гц. Интенсивность пульсаций оказалась довольно значительной (см. рис. 2-7), и они могут служить дополнительным источником возмущений в проточной части турбины. Правда, возникновение нестационарных режимов возможно только при спонтанной конденсации и при сверхзвуковых режимах течения переохлажденного пара. Нестационарные режимы при спонтанной конденсации в дозвуковой части сопел рассматриваются в гл. 6.

Следует также отметить, что возникновение нестационарной конденсации вызывает не только пульсации давления в потоке, но и пульсации расхода пара через сопла и решетки турбин. Несомненный интерес представляют непосредственные измерения частот и амплитуд пульсаций давления в различных сечениях сопла, проведенные А. В. Кур-

шаковым. На рис. 2-8,а представлены графики пульсаций давления $\Delta p = \Delta p / \Delta p_{max}$ по длине сопла для двух режимов течения. Там же приведена характерная осциллограмма нестационарного режима течения. Измерения проводились с помощью пьезокерамического датчика ЛХ-610, который располагался в теле подвижной нижней пластины рабочего канала сопла Лавала. Как и в случае, рассмотренном на рис. 2-8,б, максимальная амплитуда давления в сопле приходится на зону образования скачка уплотнения. В других частях канала амплитуда заметно снижается. Следует отметить, что максимум амплитуды (как и на рис. 2-8,б) достигает величины $\sim 10\%$ от p_0 . (Так, например, для режима 1, рис. 2-8,б, при $p_0 = 0,827$ кгс/см², $T_0 = 367,5^\circ\text{K}$, $f = 805$ гц, а $\Delta p_{max} = 0,08$ кгс/см²).

2-5. КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА НА РАБОЧИХ ЛОПАТКАХ ТУРБИН

В том случае, если срабатываемый ступенью теплоперепад недостаточен для возникновения спонтанной конденсации, выделение влаги в турбинной ступени возможно в зазоре между сопловой и рабочей решетками, на поверхностях и в кромочных следах рабочих лопаток. В работах [Л. 111, 182] на основании допущения о слабой конденсации пара на поверхностях лопаток (порядка 1—2% диаграммной влажности) предполагается, что основное выделение влаги происходит в ядре потока, в той части турбины, где будет достигнуто необходимое максимальное переохлаждение пара. Процессы движения переохлажденного пара, возникновение спонтанной конденсации и дальнейший рост капелек влаги рассчитываются при этих предпосылках точно так же, как и в соплах Лавала, т. е. с использованием системы уравнений (2-15) — (2-20). По данным расчета максимальное переохлаждение может достигать величины $\Delta T_m \approx 25\text{—}35^\circ\text{C}$, а размер капелек влаги $r \approx (1 \div 5) \cdot 10^{-6}$ м. Увеличение таких капелек при дальнейшем их движении в проточной части турбины

должно быть незначительным, они практически не будут сталкиваться с поверхностями решеток и не должны вызвать существенной эрозии лопаток и снижения экономичности турбины. Однако опыт эксплуатации и исследования многоступенчатых турбин дает иные результаты. Количество крупнодисперсной влаги оказывается существенно большим (до 20% всей выпавшей влаги), и она сильно влияет на экономичность и эрозию турбины. Эти же выводы следуют из некоторых косвенных данных по спонтанной конденсации в соплах Лаваля, установленных за рабочими лопатками ступени. Исследования дают значительно меньшее переохлаждение пара, чем это следует из расчетов [Л. 41].

Проанализируем эти данные более подробно. Схема расположения сопла за рабочей решеткой ступени представлена на рис. 2-9, а. Зазор

между выходными кромками лопаток и заборником сопла выбран достаточно малым (примерно 0,8 мм), что позволило направлять пар в сопло непосредственно с рабочих лопаток и практически исключить влияние выхлопного патрубка турбины. Пар из сопла после расширения направлялся в конденсатор. Для возможности сопоставления результатов, полученных в ступени и в статических условиях, были исследованы процессы конденсации в сопле без ступени. На рис. 2-9, б представлены графики распределения давлений в сопле Лаваля при различных начальных параметрах торможения пара. Параметры пара на входе в сопло (на выходе из ступени) определялись по результатам измерения к. п. д. ступени η_{01} и параметров пара перед ступенью и за ней. Процесс расширения пара в ступени и сопле иллюстрируется рис. 2-9, в.

Когда пар на входе в сопло перегрет, поведение «скачков» конденсации подчиняется закономерностям, известным по опытам в статических условиях. С уменьшением начального перегрева «скачки» конденсации перемещаются против потока. Когда же за счет отвода энергии на рабочей решетке диаграммная степень сухости пара по параметрам торможения на входе в сопло становится меньше единицы, а на входе в турбину пар перегрет, «скачок» конденсации перемещается вниз по потоку. При наличии влаги перед ступенью турбины «скачки» конденсации перемещаются против потока точно так же, как и в статических условиях, когда на входе перед соплом имеется крупнодисперсная влага.

Перемещение зоны спонтанной конденсации при переходе от режима 4 (рис. 2-9) к режиму 5 вниз по потоку объясняется уменьшением переохлаждения из-за конденсации пара на мелких каплях, так как температура капель T_2 хотя и выше температуры пара T_1 , но ниже температуры насыщения T_s . При крупнодисперсной начальной влажности (режимы 6, 7) температура капель T_2 оказывается выше не только тем-

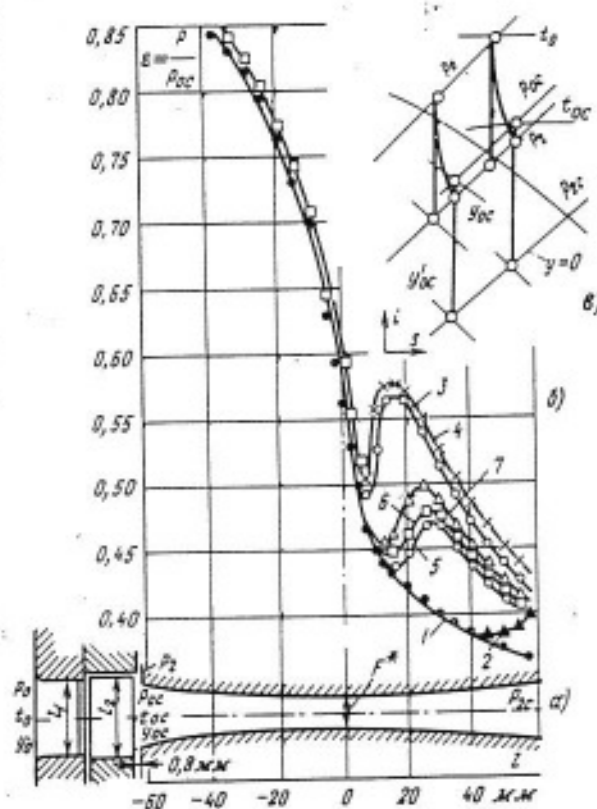


Рис. 2-9. Схема расположения сопла Лаваля за рабочей решеткой ступени (а) и распределение относительного давления вдоль обводов сопла при переменных начальных параметрах (б) для следующих режимов: 1 — $t_{0c} = 173^\circ\text{C}$; 2 — $t_{0c} = 118^\circ\text{C}$; 3 — $t_{0c} = 108^\circ\text{C}$; 4 — $t_{0c} = 103^\circ\text{C}$; 5 — $y_{0c} = 0,45\%$; 6 — $y_{0c} = 3,0\%$; 7 — $y_{0c} = 4,9\%$ (для всех режимов $p_{0c} = 0,98 \text{ кгс/см}^2$, $p_{2c} = 0,21 \text{ кгс/см}^2$).

температуры пара T_1 , но и температуры насыщения T_s , так как крупные капли в процессе расширения не успевают охладиться и, следовательно, испаряются. В этом случае степень неравновесности потока возрастает: «скачок» перемещается против потока.

Для режима 4 ($t_{ос} = 103^\circ\text{C}$; $\rho_{ос} = 0,98 \text{ кгс/см}^2$) максимальная величина переохлаждения перед «скачком» конденсации равна $\Delta T_m \approx 34,5^\circ\text{C}$ ($\epsilon_{ос} \approx 0,5$). Для режима 5 зона спонтанной конденсации возникает при относительном давлении $\epsilon = 0,44$, при этом теоретическая величина переохлаждения $\Delta T = 43,5^\circ\text{C}$.

Так как градиенты давлений в этих режимах приблизительно одинаковы, то можно предположить, что максимальное переохлаждение для режима 5 также должно равняться $34,5^\circ\text{C}$. Следовательно, в турбинной ступени и сопле должна произойти конденсация такого количества пара, которое повысило бы температуру пара на 9°C .

Определим это количество пара. Уравнение баланса тепла для этого случая запишется в виде

$$q = C_p \Delta T \dot{m}_1 = \dot{m}_2 L, \quad (2-38)$$

а количество сконденсировавшейся влаги на 1 кг расхода пара

$$x = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1} = \frac{C_p \Delta T}{L} = \frac{2 \cdot 10^3 \cdot 9}{2,3 \cdot 10^6} = 7,8 \cdot 10^{-3}.$$

Относительная величина сконденсировавшегося пара при теоретической диаграммной степени сухости $x_d = 0,049$

$$x/x_d = \frac{7,8 \cdot 10^{-3}}{4,9 \cdot 10^{-2}} \cdot 100\% = 16,0\%.$$

Сопоставим полученные расчетные данные с экспериментальными. Вначале рассмотрим процессы конденсации на поверхностях рабочих лопаток, где пар может оказаться переохлажденным по параметрам торможения. Это связано с тем, что рабочая решетка совершает работу, и течение пара в каналах не изоэнергетическое. Поэтому энтальпия полного торможения в пограничном слое при определенных условиях становится меньше энтальпии насыщения.

Если пар перед ступенью перегрет (энтальпия полного торможения i_0 больше энтальпии насыщения при данном давлении), то энтальпия торможения в абсолютном движении будет меняться по линии ab (рис. 2-10, а), а в относительном — по линии cd . При этом переохлаждение потока в пограничном слое

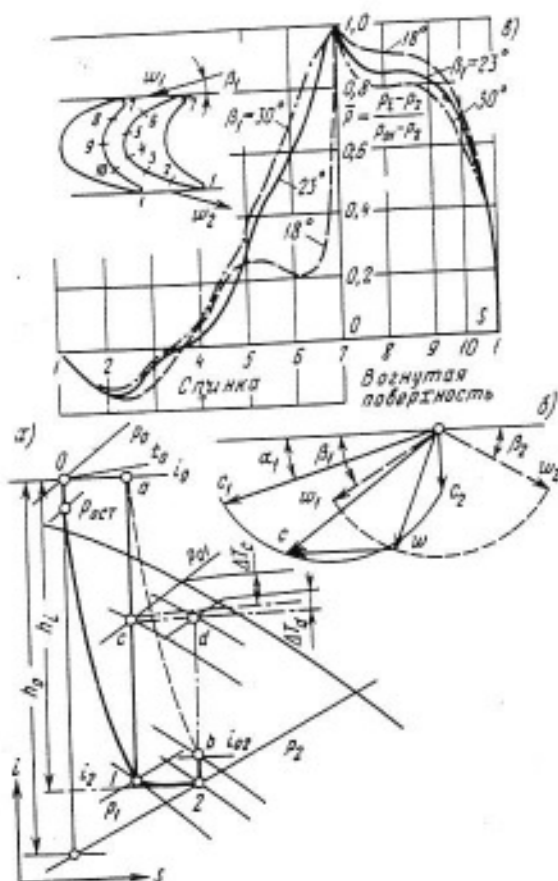


Рис. 2-10. Процесс расширения пара в турбинной ступени (а), изменение абсолютной c и относительной w скоростей в рабочей решетке (б), распределение статического давления p вдоль обводов профиля при переменных углах входа потока (в).

рабочих лопаток меняется от ΔT_c до ΔT_d (предполагается, что процесс 1—2 отражает в основном потери в пограничном слое лопаток). Принимая относительную скорость потока в рабочей решетке постоянной, а течение безотрывным (рис. 2-10, б) и пренебрегая детальным распределением давлений вдоль обводов профиля решетки (рис. 2-10, в), осредненную энтальпию полного торможения в пограничном слое у стенок рабочих лопаток (при малых потерях энергии в решетках) можно приблизительно подсчитать по формуле

$$i_{п.с} = i_0 - \varphi^2 (1 - \rho) h_0 \times \left[2 \frac{u}{c_1} \cos \alpha_1 - \left(\frac{u}{c_1} \right)^2 \right], \quad (2-39)$$

где h_0 — располагаемый теплотеплоперепад; φ — коэффициент скорости сопловых решеток; c_1 — действительная скорость потока за сопловой решеткой; ρ — реактивность ступени.

При малых отношениях u/c_0 и больших начальных перегревах пара $i_0 > i_s$ энтальпия торможения $i_{п.с}$ будет выше энтальпии насыщения ($i_{п.с} > i_s$), и, таким образом, конденсация у поверхности лопаток оказывается невозможной.

В тех случаях, когда $i_{п.с} < i_s$, конденсация пара оказывается уже возможной, и количество образовавшейся влаги будет определяться интенсивностью теплообмена между лопаткой и ядром потока. Впервые эта задача была рассмотрена Траупелем. Обозначим через m_2 количество влаги, выделяющееся в единицу времени на единицу высоты лопаток l , и через L — теплоту парообразования. Тогда количество тепла, выделяющееся в единицу времени, будет равно:

$$\dot{q} = \dot{m}_2 L. \quad (2-40)$$

Это же количество тепла $\dot{q}$ должно подводиться к потоку, так как предполагается отсутствие отвода тепла через лопатку. Тогда

$$\dot{q} = \alpha \Delta T S_2. \quad (2-41)$$

Здесь ΔT — средняя величина разности температуры лопатки (или пленки, образующейся при конденсации пара) и температуры торможения в пограничном слое, $\Delta T = T_s - T_{п.с}$; α — средний коэффициент теплоотдачи; S_2 — периметр лопатки.

Расход пара, протекающего между двумя лопатками и приходящегося на единицу высоты, равен:

$$\dot{m}_1 = \rho_2 w_2 t_2 \sin \beta_2, \quad (2-42)$$

где ρ_2 и w_2 — плотность и скорость потока за решеткой; t_2 — шаг рабочих лопаток; β_2 — угол выхода потока.

Из формул (2-40) — (2-42) можно найти соотношение

$$\bar{m} = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1} = \frac{\alpha \Delta T S_2}{L \rho_2 w_2 t_2 \sin \beta_2}. \quad (2-43)$$

Выразим коэффициент теплоотдачи α через число Стантона:

$$St = \frac{Nu}{Pr Re} = \frac{\alpha}{\rho_2 w_2 c_p}. \quad (2-44)$$

Окончательно получим:

$$\bar{m} = \frac{C_p \Delta T}{L} \left(\frac{S_2}{t_2 \sin \beta_2} \right) St, \quad (2-45)$$

или с учетом (2-39)

$$\begin{aligned} \bar{m} &= \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1} = \\ &= \frac{i_s - i_0 + \varphi^2 (1 - \rho) h_s \left[2u/c_1 \cos \alpha_1 - \left(\frac{u}{c_1} \right)^2 \right]}{L} \times \\ &\times \left(\frac{S_2}{t_2 \sin \beta_2} \right) St. \end{aligned} \quad (2-46)$$

Таким образом, количество сконденсировавшейся влаги в существенной мере зависит от начальных параметров потока перед ступенью, теплоперепада h_0 , отношения скоростей u/c_1 и геометрических размеров ступени.

Определим количество пара, конденсирующегося на рабочих лопатках ступени, результаты испытаний которой представлены на рис. 2-9. Основные размеры ступени следующие:

$$d_{ср} = 400 \text{ мм}; l_1 = 25 \text{ мм}; \alpha_1 = 12^\circ;$$

$$\beta_2 = 21^\circ; l_2 = 28 \text{ мм}.$$

В ступени установлены решетки профилей С-9012А и Р-3021А.

Начальные параметры торможения перед ступенью для режима 5 (см. рис. 2-9): $i_0 = 2700 \text{ кДж/кг}$; $p_0 = 1,3 \text{ кгс/см}^2$; $t_0 = 113,5^\circ \text{C}$; располагаемый теплоперепад $h_0 = 45 \text{ кДж/кг}$; отношение скоростей $u/c_1 = 0,5$; степень реакции $\rho = 0,1$.

При данных условиях энтальпия насыщения i_s по давлению пара в зазоре p_1 равна $2677,5 \text{ кДж/кг}$. Теплота парообразования L равна $2,25 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$. Периметр профиля рабочей решетки $S_2 = 0,075 \text{ м}$, хорда $b = 0,025 \text{ м}$, а шаг $t_2 = 0,016 \text{ м}$. Число Стантона может быть приближенно выражено через число Рейнольдса:

$$St \approx 0,14 Re^{-0,3}, \quad (2-47)$$

где

$$Re = \frac{w_2 b}{\mu_2 \nu} = \frac{164 \cdot 0,025}{1,3 \cdot 10^{-6} \cdot 17} = 1,85 \cdot 10^5.$$

Следовательно,

$$St = 0,14 \cdot \frac{1}{38} = 0,0037.$$

Тогда относительное количество пара $\bar{m}$, конденсирующегося на рабочих лопатках, будет равняться $\bar{m} \approx 10,7 \cdot 10^{-5}$. Учитывая, что теоретическое количество влаги, которое могло бы выделиться в данной ступени при равновесном процессе расширения, составляет $\Delta x_d = 0,005$, получаем относительную величину выпадающей влаги $\bar{m}/x_d = 2,14\%$. Таким образом, расчет показывает, что количество влаги, конденсирующейся на

поверхности лопаток, является весьма малым и не может существенно снизить величину переохлаждения пара.

Расход пара через один канал рабочей решетки в нашем случае составляет $\dot{m}_1 = 1,56 \cdot 10^{-2}$ кг/сек, а количество образующейся влаги $\dot{m}_2 = 1,67 \cdot 10^{-4}$ кг/сек.

Если принять минимально возможный размер d капель, срывающихся с выходной кромки рабочей лопатки, равным примерно 10^{-6} м, то получим число капель, образующихся за 1 сек:

$$n = \dot{m}_2 / m_k = \frac{\dot{m}_2 \cdot 6}{\rho_s \pi d^3} = 3,24 \cdot 10^3 \text{ 1/сек.}$$

Примем, что скорость капель за рабочим колесом равна скорости потока пара c_2 . Тогда поверхность капель, приходящихся на единицу пути, будет равна:

$$F = nF_k / c_2 = 1,87 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

Приняв зазор z между рабочим колесом и следующей сопловой решеткой, равным 0,03 м, получим площадь капель, находящихся в зазоре:

$$F = Fz = 5,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2.$$

Соответственно количество пара, конденсирующегося на этих каплях, составит:

$$\begin{aligned} \dot{m}'_2 &= \frac{\alpha \Delta T F}{L} = \frac{2\lambda_1 \Delta T F}{dL} = \\ &= \frac{2 \cdot 2,3 \cdot 10^{-2} \cdot 10 \cdot 5,6 \cdot 10^{-6}}{10^{-6} \cdot 22,5 \cdot 10^3} \approx \\ &\approx 1,15 \cdot 10^{-5} \text{ кг/сек.} \end{aligned}$$

В предыдущей формуле коэффициент теплоотдачи α рассчитывался по формуле $Nu = d\alpha/\lambda_1 = 2$, что справедливо для $Re_1 = (d\Delta c/2\nu_1) \leq 1$. Для больших чисел Re ($20 < Re_1 < 800$) $\alpha \approx 0,66 \sqrt{Re} \frac{\lambda_1}{d}$, а $\Delta T = T_s - T_1$ — разность температур насыщенного пара и пара, находящегося в пограничном слое, у поверхности капли. В расчетах было принято $T_1 = T_{п.п.}$, где $T_{п.п.}$ — температура переохлажденного пара. Тогда относительное количество влаги (по отношению к суммарному расходу пара) составит:

$$\bar{m}' = \frac{\dot{m}'_2}{\dot{m}_1} = \frac{1,15 \cdot 10^{-5}}{1,56 \cdot 10^{-2}} = 7,4 \cdot 10^{-5}$$

и соответственно

$$\frac{\bar{m}'}{\Delta x_d} = \frac{7,4 \cdot 10^{-5}}{5 \cdot 10^{-3}} \cdot 100\% = 1,48\%.$$

Таким образом, конденсация пара в зазоре на каплях малого размера составляет величину того же порядка, что и конденсация на поверхности рабочих лопаток, и не может существенно изменить степень переохлаждения потока.

Относительное количество капель, приходящееся на 1 кг протекающего пара, перед обломом Лавалля будет равно:

$$\bar{n} = n/\dot{m}_1 = 2,03 \cdot 10^{11} \text{ 1/кг,}$$

а относительная поверхность (на единицу пути)

$$F = \bar{n}F_k/c_{ср} = 3,1 \cdot 10^{-3} \text{ м-сек/кг.}$$

Здесь $c_{ср}$ — средняя скорость потока в сопле от входа до места возникновения «скачка» конденсации ($c_{ср} = 210$ м/сек); F_k — поверхность капли. Тогда относительное количество влаги, конденсирующейся в сопле на каплях, образовавшихся в турбинной ступени, будет равно:

$$\Delta x = \frac{\alpha \Delta T_{ср} F S}{L} = \frac{2\lambda_1 \Delta T_{ср} F S}{dL} = 14,6 \cdot 10^{-5},$$

где $\Delta T_{ср} = T_s - T_1$ — средняя разность температур насыщения и пара (средняя величина переохлаждения); S — расстояние от входа в сопло до места возникновения спонтанной конденсации.

По отношению к теоретической диаграммой влажности количество сконденсированного пара составляет:

$$\frac{\Delta x}{\Delta x_d} = \frac{14,6 \cdot 10^{-5}}{4,9 \cdot 10^{-2}} \cdot 100\% = 0,3\%.$$

Таким образом, оно существенно меньше, чем величина, полученная экспериментально.

2-6. АНАЛИЗ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА РАБОЧИХ ЛОПАТКАХ

Рассмотрим характеристики пограничного слоя на рабочих лопатках при условии $i_{п.с} < i_s$. Как видно на рис. 2-11, величина переохлаждения пара $\Delta T = T_{стс} - T_{ст}$, определяемая как разность статических температур насыщения $T_{стс}$ и полного переохлаждения $T_{ст}$, уменьшается при приближении к стенке, однако остается больше нуля ($\Delta T > 0$). Это объясняется тем, что в данном случае разность равновесной температуры торможения $T_{0с}$ и температуры торможения переохлажденного потока T_0 остается во всей зоне

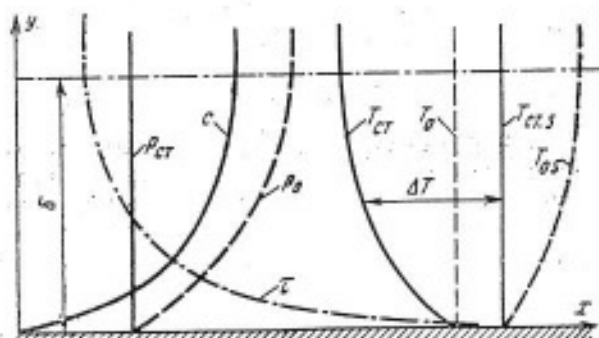


Рис. 2-11. Параметры переохлажденного пара (скорость c , давление p и температура T потока пара) в пограничном слое толщиной δ на поверхности рабочих лопаток.

пограничного слоя положительной ($T_{0a} - T_0 > 0$). С другой стороны, время τ пребывания частичек пара в соответствующих слоях потока при приближении к поверхности каналов возрастает более интенсивно, чем уменьшается переохлаждение потока ΔT . Таким образом, в некоторых сечениях пограничного слоя, вблизи от стенки, время пребывания частичек пара при данном незначительном переохлаждении потока может оказаться достаточным для возникновения равновесной конденсации пара.

Проведем соответствующие расчеты для рассмотренного выше примера. Экстраполируя экспериментальные данные по спонтанной конденсации в зону малых переохлаждений, можно получить следующий, весьма приближенный, закон зависимости максимального переохлаждения от времени пребывания частичек пара в потоке (см. рис. 2-2):

$$\Delta T_m = 5,6(1/\tau)^{0,5}. \quad (2-48)$$

Считая скорость ламинарного подслоя пограничного слоя изменяющейся по линейному закону $u = 5 \cdot 10^4 y$ (y — координата), получаем толщину слоя, в котором достигается равновесное состояние среды:

$$\delta_0 = \frac{S_2}{10^8} \left(\frac{\Delta T_m}{5,6} \right)^2, \quad (2-49)$$

где $S_2/2$ — средняя длина пути частичек пара в каналах рабочих решеток; ΔT_m — переохлаждение пара в пограничном слое у поверхности лопаток. Применительно к рассмотренному выше случаю конденсации пара в одновентильной турбинной ступени (рис. 2-9) получим $\delta_0 = 0,95 \cdot 10^{-7}$ м ($\Delta T_m = 2^\circ \text{C}$).

Таким образом, лишь незначительная часть пара в объеме канала рабочей решетки находится в равновесном состоянии (менее 0,001%). Число капель в этом объеме

$$n = \frac{\delta_0 \Delta x S_2 \rho_1}{\rho_2 \cdot 4/3 \pi r^3} = \frac{0,95 \cdot 10^{-7} \cdot 0,001 \cdot 7,5 \cdot 10^{-2} \cdot 2,8 \cdot 10^{-2} \cdot 3}{1,7 \cdot 10^3 \cdot 4 \cdot 3,14 \cdot 125 \cdot 10^{-24}} \approx 2,2 \cdot 10^5. \quad (2-50)$$

В формуле (2-50) радиус капель r принят равным $5 \cdot 10^{-8}$ м. Такая величина размера капель получена на основании приближенного расчета скорости роста возникших ядер конденсации при $\Delta T_m \approx 2^\circ \text{C}$:

$$r_{кр} = \frac{2\sigma}{\rho_2 R_1 T \ln \beta} \approx 1,4 \cdot 10^{-8} \text{ м.}$$

Мельчайшие капли влаги, возникшие в пограничном слое у поверхности лопаток, перемещаются

в градиентном поле скоростей, в результате чего капли приобретают вращательное движение и под действием возникающей подъемной силы перемещаются от стенок канала к ядру потока. Действительно, в момент возникновения и в процессе дальнейшего движения капли имеют скорость несколько меньшую, чем скорость пара. Следовательно, относительная скорость пара у внешней поверхности каждой капли будет больше, чем у той ее поверхности, которая находится вблизи стенки, и подъемная сила будет направлена в сторону больших скоростей пара (к ядру потока).

Для определения траекторий капель у стенок каналов рабочих лопаток рассмотрим упрощенную задачу. Будем учитывать только силы инерции, сопротивления и подъемную силу (можно показать, что остальные силы — например, кориолиса, гравитационная и др. — для данной задачи не играют существенной роли). Тогда система уравнений движения капли в пограничном слое примет вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_2 \frac{d^2 x}{dt^2} &= -6\pi r \mu_1 \left(\frac{dx}{dt} - 2\omega y \right) - \rho_1 \pi^2 r^3 \omega \frac{dy}{dt}; \\ \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_1 \frac{d^2 y}{dt^2} &= -6\pi r \mu_1 \frac{dy}{dt} - \rho_1 \pi^2 r^3 \omega \left(\frac{dx}{dt} - 2\omega y \right). \end{aligned} \right\} \quad (2-51)$$

При выводе данных уравнений были приняты следующие допущения:

1. Сила сопротивления капли определялась по закону Стокса, т. е. число Рейнольдса для капли принималось меньшим единицы ($Re = (\Delta c d / \nu) < 1$):

$$F_c = -6\pi r \mu_1 (c_1 - c_2).$$

2. Подъемная сила, действующая на вращающуюся каплю, определялась по формуле

$$F_{\pi} = \rho_1 (c_1 - c_2) \Gamma = \rho_1 \omega (c_2 - c_1) \pi^2.$$

Вводя обозначения $A = 9\mu_1/2\rho_2 r_2$ и $B = -\pi\rho_1 r^2 \omega/12\mu_1$ и пренебрегая проекцией подъемной силы на ось x

и силы инерции на ось y , получаем:
 $\ddot{x} = A(\dot{x} - \alpha y); \ddot{y} = B(\dot{x} - \alpha y). \quad (2-52)$

Обозначив $\dot{x} - \alpha y = z$, преобразуем (2-52) к виду

$$\dot{z} = (A - B\alpha)z,$$

откуда

$$\ln z = C_1(A - B\alpha)\tau$$

или

$$z = C_1 \exp(A - B\alpha)\tau.$$

В момент времени $\tau = 0$ действительны следующие начальные условия:

$$x = 0, y = y_0; \dot{x} = \alpha y_0 v_0; \dot{y} = 0.$$

Тогда

$$z_0 = \alpha y_0 v_0 - \alpha y_0 = \alpha y_0(v_0 - 1),$$

где v_0 — начальный коэффициент скольжения капли относительно пара; C_1 — постоянная, $C_1 = -\alpha y_0(1 - v_0)$.

Таким образом,

$$\dot{y} = -\alpha B y_0(1 - v_0) \exp(A - B\alpha)\tau,$$

и соответственно

$$y = -\frac{B\alpha y_0(1 - v_0)}{A - B\alpha} \exp(A - B\alpha)\tau + C_2;$$

при $\tau_0 = 0 \quad y = y_0$,

$$C_2 = \frac{y_0[(A - B\alpha) + B\alpha(1 - v_0)]}{A - B\alpha},$$

$$y = \frac{y_0 B\alpha(1 - v_0)}{A - B\alpha} \times$$

$$\times \left[1 + \frac{A - B\alpha}{\alpha B(1 - v_0)} - \exp(A - B\alpha)\tau \right]$$

или

$$y = y_0 \left\{ 1 + \frac{\alpha B(1 - v_0)}{A - B\alpha} [1 - \exp(A - B\alpha)\tau] \right\}. \quad (2-53)$$

Определим порядок величин A и B при $\alpha = 0,5 \cdot 10^5$ 1/сек для параметров пара, принятых в предыдущем примере расчета ступени ($\mu_1 = 1,25 \times 10^{-5}$ кг/м·сек; $\rho_1 = 0,55$ кг/м³; $\rho_2 = 9,6 \cdot 10^2$ кг/м³) при различных размерах r капли. Результаты расчетов приведены ниже.

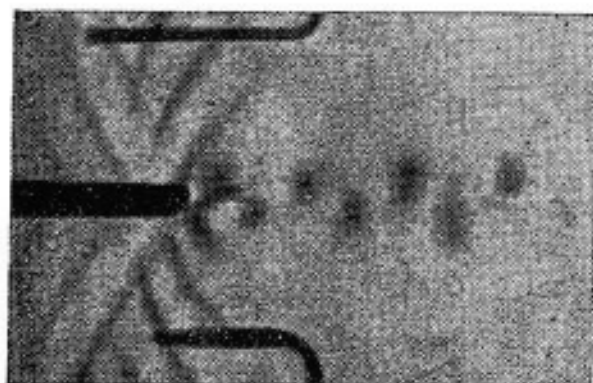
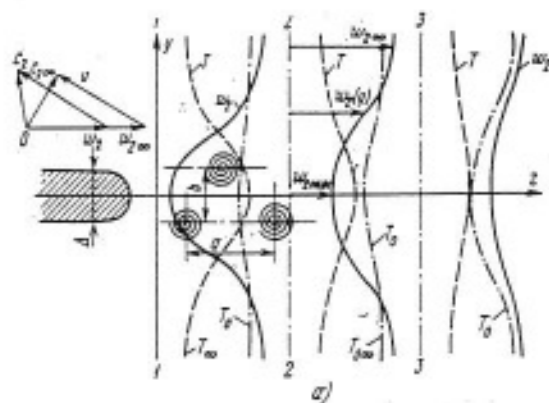
Как следует из расчетов по (2-53), осязанный подъем капель в пограничном слое будет наблюдаться при $r > 10^{-8}$ м. Мелкие капли будут двигаться по линиям тока паровой фазы и не смогут повлиять на переохлаждение потока вдали от поверхностей рабочих лопаток. Таким образом, количество капель, образующихся в пограничном слое на поверхности рабочих лопаток, является незначительным, их перемещение в ядро потока является также весьма малым, и, следовательно, нет оснований ожидать существенного уменьшения переохлаждения потока пара за счет конденсации в пограничном слое.

2-7. ПРОЦЕССЫ КОНДЕНСАЦИИ В КРОМОЧНЫХ СЛЕДАХ СОПЛОВЫХ И РАБОЧИХ ЛОПАТОК

За выходными кромками рабочих лопаток капли попадают в вихревую зону потока, более интенсивно перемещаются в поперечных направлениях и расширяют зону равновесного состояния среды. Конденсация пара в этой зоне более существенна, чем внутри канала рабочей решетки, так как за рабочей решеткой достигается максимальная величина переохлаждения потока в абсолютном движении (см. рис. 2-10).

Следует отметить, что кромочный след не только способствует интенсификации массообмена между паром и каплями, но и сам является источником ядрообразования. Структура вихревого течения в кромочном следе очень сложна, поэтому ее трудно исследовать теоретически. Многочисленные опытные данные показывают, что на выходных кромках профилей происходит срыв потока в двух точках: одной — на вогнутой поверхности и другой — на спинке. Положение самих точек отрыва и давление в зоне отрыва зависят от структуры пограничного слоя, прилегающего к кромке. Кромочный след принято условно разбивать на три участка: начальный,

$r, \text{ м}$	10^{-8}	10^{-7}	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}
$-A, \text{ 1/сек}$	$5,9 \cdot 10^6$	$5,9 \cdot 10^4$	$5,9 \cdot 10^2$	$5,9 \cdot 10^0$	$5,9 \cdot 10^{-2}$
$-\alpha B, \text{ 1/сек}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-1}$	$2,9 \cdot 10^1$	$2,9 \cdot 10^3$	$2,9 \cdot 10^5$



б)

Рис. 2-12. Схема распределения параметров потока в кромочном следе на разных расстояниях от выходной кромки лопатки (а) и расположение вихрей за пластиной, обтекаемой потоком пара (б).

$Ma=0,816$; $Re_2=4,02 \cdot 10^4$; $Re_1=1,51 \cdot 10^4$; $\delta=3$ мм.

расположенный сразу за кромкой, где образуются периодически срывающиеся вихри, основной участок активного взаимодействия следа с ядром потока и участок полного выравнивания, где происходит пересечение следов соседних профилей. На рис. 2-12,а дано схематическое изображение эпюр скоростей и температур в кромочном следе рабочей решетки в относительном движении для трех расстояний за кромкой, а на рис. 2-12,б показана фотография кромочного следа, на которой четко видны сходящиеся с кромки вихри.

В сечении 1-1 (рис. 2-12,а), расположенном вблизи от выходной кромки, средняя статическая температура вихревого следа выше температуры ядра потока, что аналогично распределению температур в пограничном слое. С переходом к после-

дующим сечениям (2-2 и 3-3) статическая температура в следе уменьшается из-за теплообмена и перемешивания струй. Одновременно происходит выравнивание скоростей. В результате этих процессов температура полного торможения в кромочном следе оказывается несколько меньше, чем температура в ядре потока. Для расчета процессов конденсации в кромочном следе следует прежде всего определить осредненные параметры турбулентного потока на основном и начальном участках следа (распределение скоростей и температур). Далее можно оценить структуру срывающихся вихрей: их интенсивность в различных сечениях потока, скорость и частоту схода, распределение скоростей, давлений и температур в ядре и поле вихрей. Зная средние и истинные параметры, можно рассчитать скорость ядрообразования и определить дальнейший рост капелек влаги.

В теории турбулентных струй показывается универсальность избыточных (дополнительных) значений скоростей, температур и концентраций примесей как в затопленных, так и в спутных потоках. Для кромочного следа распределение скоростей на основном участке подчиняется следующему закону [Л. 99]:

$$\frac{w_{2\infty} - w_2}{w_{2\infty} - w_{2\min}} = \cos^2 \frac{\pi y}{4S_*}, \quad (2-54)$$

где $w_{2\infty}$ — скорость в ядре потока; w_2 — текущая скорость в кромочном следе при фиксированной координате z ; $2S_*$ — ширина следа при дополнительной скорости, равной половине максимального значения при $(w_{2\infty} - w_{2\min})/2$.

Величина неравномерности скоростей может быть определена по следующей полуэмпирической зависимости [Л. 108]:

$$\kappa = \frac{w_{2\infty} - w_{2\min}}{w_{2\infty}} = 0,66 \sqrt{\frac{t \zeta_{\text{пр}} \sin \beta_2}{z}}, \quad (2-55)$$

где t — шаг решетки; $\zeta_{\text{пр}}$ — коэффициент профильных потерь; β_2 — угол выхода потока из решетки; z — осевая координата.

При принятых условиях ширина следа может быть определена по формуле

$$2S = \frac{\zeta_{\text{пр}} \sin \beta_2}{0,9x} = 1,7 \sqrt{\zeta_{\text{пр}} \sin \beta_2 z}, \quad (2-56)$$

а скорость за выходной кромкой в плоскости $y-z$

$$w_z(y, z) = w_{2\infty} \left[1 - 0,66 \sqrt{\frac{\zeta_{\text{пр}} \sin \beta_2}{z}} \times \right. \\ \left. \times \cos^2 \frac{1,34\pi y}{\sqrt{\zeta_{\text{пр}} \sin \beta_2 z}} \right].$$

Здесь принято $S = 2S_*$.

В поперечных сечениях основного участка справедлива следующая закономерность изменения температуры [Л. 2, 3]:

$$\frac{T_z - T_{2\infty}}{T_{2\text{макс}} - T_{2\infty}} = \left(\frac{w_{2\infty} - w_z}{w_{2\infty} - w_{2\text{мин}}} \right)^{\text{Pr}},$$

или с учетом (2-54) и (2-55)

$$\frac{T_z - T_{2\infty}}{T_{2\text{макс}} - T_{2\infty}} = \cos \frac{\pi y \cdot 0,6}{\sqrt{\zeta_{\text{пр}} \sin \beta_2 z}}. \quad (2-57)$$

Заметим, что для плоских струй «турбулентное» число Прандтля $\text{Pr} \approx 0,5$.

На начальном участке кромочного следа можно принять скорость выравнивания температур равной скорости выравнивания полей скоростей [Л. 3], т. е. $\Delta T = \Delta \bar{w}_2$. Протяженность начального участка, где скорость пара на оси кромочного следа становится равной половине скорости невозмущенного потока ($w_{2\infty}/2 = w_{2\text{мин}}$), весьма приближенно оценивается в пять—семь калибров толщины выходной кромки Δ . Эти величины могут быть приняты для сопловых и рабочих решеток, имеющих малые толщины выходных кромок и низкие профильные потери ($\zeta_{\text{пр}} \approx 0,03 \div 0,05$). Тогда изменение максимальной температуры на оси следа приближенно определяется следующей формулой:

$$(T_{2\text{макс}} - T_{2\infty}) = \\ = (T_{2\text{макс}} - T_{2\infty})_{z=0} (1 - K \sqrt{z}), \quad (2-58)$$

где $K \approx 0,2 \cdot \Delta^{-0,5}$.

Учитывая, что в начальный момент времени распределение температур в кромочном следе подчиняется закону

$$\left(\frac{T_z - T_{2\infty}}{T_{2\text{макс}} - T_{2\infty}} \right)_{z=0} = \left(\frac{w_{2\infty} - w_z}{w_{2\infty} - w_{2\text{мин}}} \right)_{z=0}^2,$$

а максимальная разность температур равна

$$(T_{2\text{макс}} - T_{2\infty})_{z=0} = \sqrt{\text{Pr}} \frac{w_{2\infty}^2}{2C_p},$$

получаем следующую формулу для расчета изменения максимальной температуры на начальном участке кромочного следа:

$$T_{2\text{макс}} \approx T_{2\infty} + \\ + \frac{w_{2\infty}^2}{2C_p} \left(1 - 0,2 \sqrt{\frac{z}{\Delta}} \right). \quad (2-59)$$

Таким образом, с помощью приведенных выше формул можно подсчитать изменение скоростей и температур в кромочном следе и соответственно определить конденсацию пара на каплях жидкости, возникших в пограничном слое рабочих лопаток.

Рассматривая средние значения параметров в кромочном следе, мы отвлекались от реальной структуры потока. Однако для анализа процессов конденсации и особенно для расчета вновь возникающих ядер конденсации необходимо учитывать реальную структуру потока (количество отрывающихся от выходной кромки вихрей в единицу времени, общий объем, занимаемый этими вихрями, и распределение температур в них). Такие данные, необходимые для расчетов решеток турбин, в полном объеме отсутствуют. Поэтому для приближенного анализа можно воспользоваться результатами исследований отрыва потока при обтекании пластин и цилиндров.

Идеализированная схема образования и движения вихрей в спутной струе за плохообтекаемым телом была исследована Т. Карманом, Н. А. Кочиным и другими авторами. Было показано, что при устойчивом движении вихри располагаются в шахматном порядке. При этом соотношение между шириной вихревой

дорожки b и расстоянием a между соседними вихрями равно $b/a=0,281$ (рис. 2-12), $a/d \approx 4,3$, а $v/w_{2\infty}=0,80$ (здесь d — диаметр цилиндра, а v и $w_{2\infty}$ — скорости движения вихрей и ядра потока). Исследования также показали, что регулярные вихревые дорожки образуются только в области чисел $Re=w_{2\infty}d/\nu$, имеющих значения 60—5000. При малых Re течение за цилиндром ламинарное, при больших Re ($Re>5000$) в следе происходит полное турбулентное перемешивание. Безразмерная частота отрыва вихрей (число Струхала $Sh=\pi d/w_{2\infty}$) в зависимости от числа Рейнольдса может быть взята из опытных данных [Л. 143]. Следует отметить, что для чисел Re в диапазоне $5000>Re>500$ число Струхала может быть принято постоянным и равным 0,21.

Таким образом, частота отрыва вихрей

$$\tilde{n} = \frac{Sh w_{2\infty}}{d} = \frac{0,21 w_{2\infty}}{d} \quad (2-60)$$

Необходимо отметить, что данные различных исследователей по определению частоты срыва вихрей при обтекании пластин существенно различаются. Это объясняется влиянием формы обтекаемых тел, режимных параметров и различной точностью методов измерения. Тем не менее для многих практических расчетов необходимые параметры могут быть приняты следующими: число Струхала $Sh \approx 0,20 \div 0,25$; скорость вихрей $v \approx 0,85 w_{\infty}$; ширина вихревой дорожки $b \approx 0,3 l$ (в начальный момент скорость вихрей v будет существенно меньше, может быть принята равной $0,3 w_{\infty}$).

При выборе модели вихря поток может быть условно разбит на две области: ядро, где вращение жидкости происходит по закону твердого тела, и поле вихря, движение в котором квазипотенциально (скорость обратно пропорциональна радиусу). После образования вихря в процессе его перемещения под действием сил вязкости все большая масса жидкости вовлекается в вихревое движение, и интенсивность последнего затухает. Диффузия вихря приводит к постепенному выравниванию

параметров потока в кромочном следе. Распределение скоростей в окрестности вихревой нити в зависимости от времени τ и вязкости ν подчиняется такому закону [Л. 139]:

$$u(r, \tau) = \frac{\Gamma_n}{2\pi r} (1 - e^{-r^2/4\nu\tau}), \quad (2-61)$$

где Γ_n — циркуляция вихревой нити в момент времени $\tau=0$ (в момент схода с выходной кромки); ν — вязкость среды; r — текущий радиус вихря.

Распределение температуры в вихре (исключая ядро вихря) может быть подсчитано по формуле

$$T'(r, \tau) = T_{\infty} - \frac{u^2(k-1)}{2kR}, \quad (2-62)$$

а изменение температуры в ядре вихря по приближенной формуле (без учета теплопроводности)

$$T = T'(r, \tau) - \frac{u_0^2(k-1)}{2kR} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right], \quad (2-63)$$

где u_0 — окружная скорость на границе ядра вихря; R — газовая постоянная; k — показатель изоэнтропы.

Наибольшие трудности связаны с определением начальной циркуляции вихря Γ_n и радиуса ядра вихря r_0 . Можно принять [Л. 17] напряжение всех вихрей, образующихся в пограничном слое на выходной кромке за 1 сек, равным $-w_{\infty}^2/2$. Этот результат следует из анализа вихревого движения в пограничном слое у поверхности лопаток. Элементарная площадка dF , на которой образуются вихри за 1 сек, равна $w_{\infty} dy$. Для плоского потока угловая скорость $\omega = \frac{1}{2} \frac{\partial w}{\partial y}$ и соответственно напряжение всех вихрей, образующихся в пограничном слое за единицу времени, равно:

$$\int_0^{\delta} 2\omega dF = - \int_0^{\delta} \frac{\partial w_{\infty}}{\partial y} w_{\infty} dy = - \frac{w_{\infty}^2}{2}.$$

Здесь w_{∞} — скорость пара в ядре потока (на границе пограничного слоя δ).

Если предположить, что вся «завихренность» потока жидкости, обтекающего тело, реализуется в следе

в виде дискретных вихрей, то тогда начальная циркуляция каждого вихря может быть определена по формуле

$$\Gamma_n = \frac{\omega_\infty^2 l}{2\pi} = \frac{\omega_\infty \Delta}{2 \text{Sh}}, \quad (2-64)$$

а радиус ядра вихря в начальный момент времени

$$r_n = \left(\frac{\Gamma_n}{2\pi\omega} \right)^{1/2} = \left[\frac{\omega_\infty \Delta}{2\pi \text{Sh} (dw/dy)} \right]^{1/2} = \sqrt{\frac{\Delta \delta}{2 \text{Sh} \pi}}. \quad (2-65)$$

В формуле (2-65) принят линейный закон изменения скоростей в пограничном слое, а интегрирование проводилось от 0 до δ . Через Δ обозначена толщина выходной кромки лопатки, а через δ — средняя толщина пограничного слоя на выпуклой и вогнутой поверхностях профиля. Следует, однако, заметить, что для расчета угловой скорости в начальный момент времени следует использовать не осредненный градиент скоростей в пограничном слое, а максимальный (независимо от того, соответствует ли эта эпюра отрывному или безотрывному характеру течения). Таким образом, для точного расчета необходимо знать эпюру распределения скоростей в пограничном слое на выходной кромке и соответственно $(dw/dy)_{\text{макс}}$. Для приближенных расчетов можно рекомендовать формулу, выведенную на основании обобщенных экспериментальных исследований пограничного слоя в турбинных решетках:

$$r_n \approx \sqrt{\frac{\Delta \delta}{4\pi}}. \quad (2-66)$$

В формуле (2-66) число Струхала Sh принято равным 0,25.

Подсчитаем теперь число ядер конденсации, возникающих в каждом вихре, и размеры капель в различных сечениях за выходной кромкой лопатки. Обозначая высоту лопатки через l , текущий радиус вихря через r и принимая скорость ядрообразования с учетом (2-2) равной $J = f(T(r, \tau); p(r, \tau); p/p_\infty(r, \tau))$, получаем число ядер конденсации

в одном вихре за время τ :

$$N = \int_0^\tau \left(\int_0^r 2\pi r l J(r, \tau) dr \right) d\tau. \quad (2-67)$$

Рост возникших капель за счет конденсации на них пара подсчитывается по формуле (1-9).

Как уже отмечалось, капли в вихревом потоке пара приобретают вращательное движение относительно оси вихря. Под действием центробежной силы капли движутся по спирали. В начальный момент времени образовавшаяся капля будет иметь ту же окружную скорость, что и пар. При этом баланс сил, действующих на элементарный объем двухфазной среды, нарушится, так как плотность воды значительно больше плотности пара, и капля начнет удаляться от оси вихря. Это движение можно описать уравнением количества движения капли в проекции на ось r :

$$\frac{4}{3} \pi r_k^3 \rho_2 \frac{du_{kr}}{d\tau} = -\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_1 \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{m u_{kr}^2}{r} - 6\pi \mu_1 r_k u_{kr}. \quad (2-68)$$

Здесь сила сопротивления принята согласно закону Стокса, радиальная составляющая скорости пара $u_{lr}=0$; r_k — радиус образующихся капель; ρ_1 и ρ_2 — плотности пара и жидкости; μ_1 — динамический коэффициент вязкости пара. При этом радиальная составляющая скорости

$$u_{kr} \approx \frac{2r_k^2 \omega^2 r (\rho_2 - \rho_1)}{9\mu_1}, \quad (2-69)$$

где ω — угловая скорость вращения частиц жидкости. Наличие радиальной составляющей скорости способствует более бурному перемешиванию капель потока и интенсифицирует массообмен.

Поскольку занимаемый вихрями объем составляет лишь малую долю от всего объема потока, число капель оказывается значительно меньшим, чем при спонтанной конденсации пара в ядре потока. Капли, образовавшиеся в вихре, интенсивно растут и приобретают размеры $d > 10^{-7}$ м. Капли такой величины могут попадать на поверхности сопловых и рабочих лопаток, вызывать

эрозию лопаток и более существенно снижать к. п. д. ступени, чем малые капли.

Расчет распределения средних температур в кромочном следе и истинных температур в срывающихся вихрях проводится в следующей последовательности. Вначале по формуле (2-59) определяется изменение максимальной температуры на начальном участке вдоль оси кромочного следа. Закон распределения температур в поперечных сечениях изменяется здесь от $\Delta \bar{T} = (\Delta \bar{u})^2$ до $\Delta \bar{T} = (\Delta \bar{u})^{0.5}$. Средняя температура на основном участке кромочного следа рассчитывается по формуле

$$T_z(y, z) = T_{\infty} \left[1 + \beta K_{\tau} 0.4 \left(\frac{t \sin \beta_2 \xi_{\text{пр}}}{z} \right)^{0.5} \times \left(\cos \frac{1.2 \pi y}{(z t \sin \beta_2 \xi_{\text{пр}})^{0.5}} + 1 \right) \right], \quad (2-70)$$

где K_{τ} — переходный коэффициент, который приближенно может быть принят равным 0,8 [Л. 2, 3]; β — поправочный коэффициент, определяемый из условия равенства температур $T_z(y, z)$ и $T_{2\text{макс}}$ (2-59) на оси следа ($y=0$) в конце начального участка. Необходимость введения коэффициента β объясняется тем, что в данных приближенных расчетах опускается анализ переходного участка, а формула (2-70) используется для расчета как основного, так и переходного участков.

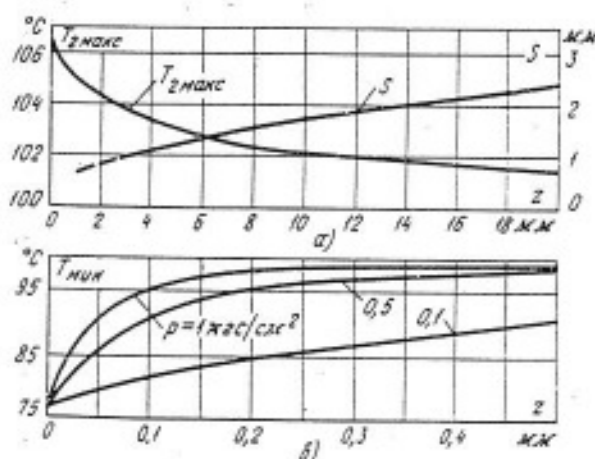


Рис. 2-13. Изменение средней максимальной температуры $T_{2\text{макс}}$ и ширины полуследа S вдоль осевой координаты z (а); зависимость минимальной температуры $T_{\text{мин}}$ в центре вихря от давления p и расстояния z (б).

Для рассматриваемого нами примера конденсации в одновенечной ступени (рис. 2-9) изменение ширины полуследа S , максимальной температуры $T_{2\text{макс}}$ и минимальной температуры $T_{\text{мин}}$ вдоль оси z представлено на рис. 2-13. Ширина следа определялась по формуле (2-56) для решетки Р-3021А, при $\bar{t}=0,64$; $t=16$ мм; $\sin \beta_2=0,358$; $\xi_{\text{пр}}=0,07$. Температура $T_{2\text{макс}}$ найдена по формулам (2-59) и (2-70).

Расчет температуры в поле вихря при $r > r_0$ (где r_0 — радиус ядра вихря) проводится по формуле

$$T'(r, \tau) = T(y, z) - \frac{\omega_{\infty}^2 \Delta^2 (k-1)}{16 \pi^2 r^2 \text{Sh}^2 k R} (1 - e^{-r^2/4\tau}). \quad (2-71)$$

Изменение температуры в ядре вихря при $r < r_0$

$$T(r, \tau) = T'(r_0, \tau) - \left(\frac{\omega_{\infty} \Delta}{4 \pi \text{Sh}} \right)^2 \times \times \frac{k-1}{k R} (1 - e^{-r^2/4\tau}) \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right], \quad (2-72)$$

где $T'(r_0, \tau)$ — температура на границе ядра вихря (при $r=r_0$).

При квазистационарном процессе движения вихрей время τ определяется по формуле

$$\tau = z/v = Kz/\omega_{\infty},$$

где K — коэффициент, характеризующий отношение скорости невозмущенного потока за решеткой ω_{∞} к скорости движения вихря v ($\omega_{\infty} = Kv$).

Распределения скоростей и температур потока вдоль радиуса вихря в различные моменты времени представлены на рис. 2-14. Расчет выполнен для условий примера, приведенного в § 2-6, по параметрам состояния потока за рабочей решеткой ($p=0,98$ кгс/см²).

Несмотря на быстрый рост температуры в вихре, возникающие ядра успевают вырасти до значительных размеров, и, следовательно, они не испаряются в процессе движения в кромочном следе. Время роста капель от момента их возникновения до наступления равновесного состояния в зоне спонтанной конденсации по опытам в соплах Лаваля состав-

ляет величину порядка $(1+5) \times 10^{-3}$ сек. Время же уменьшения «завихренности» в центре вихря в 2 раза $\tau_{\text{диф}}$ составляет (по расчетам) величину порядка $5 \cdot 10^{-3}$ сек.

Скорость роста температуры в вихре в существенной мере зависит от вязкости среды. На рис. 2-13,б показано изменение минимальной температуры в ядре вихря $T_{\text{мин}}$ при различных значениях давления пара (скорость вихря v принята равной $0,5 w_{\infty}$).

Для расчета скорости ядрообразования необходимо знать также давление внутри вихря. В поле вихря давление

$$p(r, \tau) = p_{\infty} - \frac{u^2 (k-1)}{2k}, \quad (2-73)$$

а в ядре вихря

$$p(r, \tau) = p_{\infty} - \left[2 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \times \frac{u_0^2 (k-1)}{2k}, \quad (2-74)$$

где u_0 — окружная скорость на границе ядра вихря.

В дальнейшем определяются объем, занимаемый вихрями, скорость ядрообразования, количество капель и их рост в процессе движения за рабочей лопаткой. Объем, занимаемый ядрами вихрей в одном кромочном следе (на единицу длины):

$$V_v = \pi r_0^2 l \frac{n}{v} = \pi r_0^2 l \frac{K \text{ Sh}}{\Delta}. \quad (2-75)$$

Учитывая, что объем потока пара, приходящийся на единицу длины одного канала,

$$V_n = t l w_2 \sin \beta_2 \frac{1}{w_2} = t l \sin \beta_2,$$

получаем относительную величину объема вихрей:

$$V_v/V_n = \frac{\pi r_0^2 l \text{ Sh } K}{\Delta t l \sin \beta_2} \approx \frac{\pi r_0^2}{2 \Delta t \sin \beta_2}. \quad (2-76)$$

Здесь принято, что $\text{Sh} \approx 0,25$ и $K \approx 2$.

Для примера, рассмотренного в предыдущих параграфах, $V_v/V_n = 0,0155$. Радиус ядра вихря r_0 согласно (2-65) принят равным $0,2$ мм, а скорость вихрей $v = 0,5 w_{\infty}$. Приближенные расчеты, основанные на предположении, изложенных в работе [Л. 182] для конденсации в зоне малых градиентов

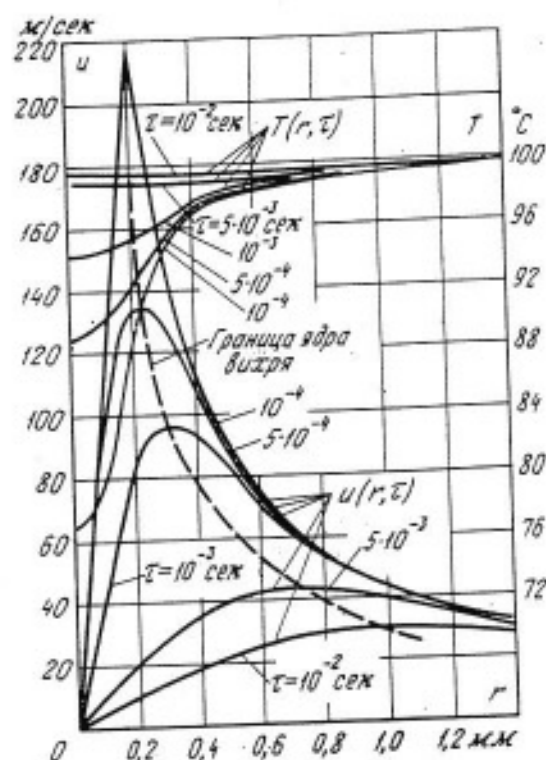


Рис. 2-14. Распределение скорости u и температуры T потока вдоль радиуса вихря в различные моменты времени τ .

давления, показывают, что скорость расширения при этом составит:

$$\dot{p} = \frac{dp}{d\tau} \frac{1}{p} = \frac{0,02}{\Delta \tau} = \frac{0,02v}{\Delta z} = \frac{0,02 \cdot 40}{0,01} \approx 80 \text{ 1/сек.}$$

Используя рис. 2-2, для данной скорости расширения получаем необходимую степень переохлаждения потока $\Delta T_m \approx 25^\circ \text{C}$, а размер капель $r \approx 10^{-7}$. Радиус вихря, при котором достигается в начальный момент времени данная величина переохлаждения пара ΔT_m , равен:

$$r_n = r_0 \sqrt{2 - \frac{2k\Delta T_m R}{u^2 (k-1)}} \approx 0,5 r_0 = 0,1 \text{ мм.}$$

Если $r_n > r_0$, то это означает, что данное переохлаждение достигается в зоне поля вихря. При отрицательном значении подкоренного выражения спонтанная конденсация в вихрях невозможна, и расчет числа возникших ядер осуществляется по формуле (2-67).

Определив r_n , радиус капель r и зная теоретическую диаграммную степень влажности $y_d = 0,015$, нетрудно определить количество капель в одном вихре:

$$n_v = \frac{y_d \pi r_n^2 \bar{l}}{(1-y) \cdot 4/3 \pi r^3} = \frac{3 \cdot 0,015 \cdot 0,24 \cdot \pi \cdot 10^{-4} \cdot 25 \cdot 10^{-3}}{0,985 \cdot 4 \cdot \pi \cdot 10^{-21}} = 6,8 \cdot 10^4,$$

и количество влаги, образующейся в одном кромочном следе:

$$m_2 = \frac{\gamma p_2 \pi r_k^2 l \cdot 0,25 \omega_2}{(1 - \gamma) \Delta} =$$

$$= \frac{0,015 \cdot 0,24 \cdot \pi \cdot 10^{-2} \cdot 25 \cdot 10^{-2} \cdot 0,25 \cdot 164}{0,985 \cdot 7 \cdot 10^{-4}} =$$

$$= 1,68 \cdot 10^{-6} \text{ кг/сек.}$$

Тогда число капель, образующихся за 1 сек,

$$N = \frac{m_2}{m_k} = \frac{1,68 \cdot 10^{-6}}{10^{-2} \cdot 4/3 \cdot 10^{-21}} = 4,0 \cdot 10^{11} \text{ 1/сек.}$$

При этом относительное количество капель, приходящееся на 1 кг протекающего пара:

$$\bar{N} = \frac{N}{m_1} = \frac{4,0 \cdot 10^{11}}{1,65 \cdot 10^{-2}} = 2,42 \cdot 10^{13} \text{ 1/кг.}$$

Соответственно относительная поверхность на единицу расстояния

$$\bar{F} = \frac{\bar{N} F_{1к}}{c_{ср}} = \frac{2,42 \cdot 10^{13} \cdot 4 \cdot 10^{-14}}{210} =$$

$$= 1,45 \cdot 10^{-2} \text{ м.сек/кг.}$$

В этом случае относительное количество влаги, конденсирующейся в сопле Лавала за турбинной ступенью на каплях, образовавшихся в кромочных следах, составит:

$$\Delta x = \frac{2 \lambda_1 \Delta T_{ср} \bar{F}}{2 \pi L} =$$

$$= \frac{2 \cdot 2,2 \cdot 10^{-2} \cdot 26 \cdot 1,45 \cdot 10^{-2} \cdot 9,5 \cdot 10^{-2}}{2 \cdot 10^{-2} \cdot 23 \cdot 10^3} =$$

$$= 3,42 \cdot 10^{-3}.$$

Отношение количества сконденсировавшегося пара к теоретической диаграммной влажности составляет:

$$\frac{\Delta x}{\Delta x_d} = \frac{3,42 \cdot 10^{-3}}{4,9 \cdot 10^{-2}} = 0,069 = 6,9\%.$$

В опытах была получена величина $\Delta x/\Delta x_d$, равная 16,0%. Таким образом, расчет дает заниженное значение количества выпадающей влаги. Тем не менее порядок величин получается достаточно близким, что дает основание считать предложенную схему расчета правильной. Расхождения в расчетах и экспериментах объясняются прежде всего приближенностью метода и принятыми допущениями. Следует также отметить, что учет доли пара, конденсирующегося на поверхностях рабочих лопаток и в кромочных следах сопловых решеток, должны сблизить сопоставляемые опытные и расчетные значения по Δx .

2-8. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ВЛАГИ В РЕШЕТКАХ ТУРБИННЫХ СТУПЕНЕЙ

Выводы, сделанные в предыдущих параграфах, подтверждаются экспериментальными исследованиями

ми возникновения влаги в кромочных следах сопловых и рабочих решеток, которые проводились на двухвенечной ступени скорости и обращенной модели. На рис. 2-15,а представлена схема двухвенечной ступени скорости и установленного за ней сопла Лавала¹. На рис. 2-15,б приведены экспериментально измеренные распределения относительных статических давлений вдоль сопла при различных параметрах пара за ступенью (перед соплом).

Основные геометрические размеры ступени приведены в табл. 2-1.

Таблица 2-1

Профиль	<i>l</i> , мм	<i>b</i> , мм	$\alpha_1; \beta_2$, град	<i>d</i> _{ср} , мм
C-90 12B	18	35	13	230
P-21 17B K	22	18	18	232
P-35 25B	30	18	26	237
P-46 29A	43	18	29,5	246

В опытах поддерживались постоянными давления перед ступенью $p_0 = 0,730 \text{ кгс/см}^2$, за ступенью $p_{0с} = 0,316 \text{ кгс/см}^2$ и за соплом $p_2 = 0,11 \text{ кгс/см}^2$. Изменение начального перегрева и начальной диаграммной влажности перед соплом осуществлялось за счет изменения начальной температуры перед ступенью.

Как обычно, с уменьшением начального перегрева $\Delta t_{0с}$ зона спонтанной конденсации перемещается против потока к минимальному сечению сопла Лавала (режимы 1—5 на рис. 2-15,б). Однако при достижении начального перегрева по параметрам торможения $\Delta t_{0с} = 0$ (режим 6) распределение давления в сопле оказывается таким, каким ему следовало бы быть при практически равновесном процессе расширения. Дальнейшее смещение начала процесса расширения пара (рис. 2-15,б) в двухфазную область уже не вносит существенных изменений в характер протекания статического давления (режимы 7—9).

Детальный анализ потока в турбинной ступени показывает, что при реактивности ступени $p \approx 0,1$ степень

¹ Опыты проведены Е. А. Игнатьевским.

эмоч-
х ре-
на
и об-
-15,а
ичной
ного
-15,6
изме-
гель-
доль
грах
ом).
зме-
2-1.

2-1

$t_{ср}$
мм

230
232
237
246

то-
ью
с =
2 =
но-
им-
су-
та-
гу-

та-
н-
ся
е-
та
е-
а-
м
е
е-
н

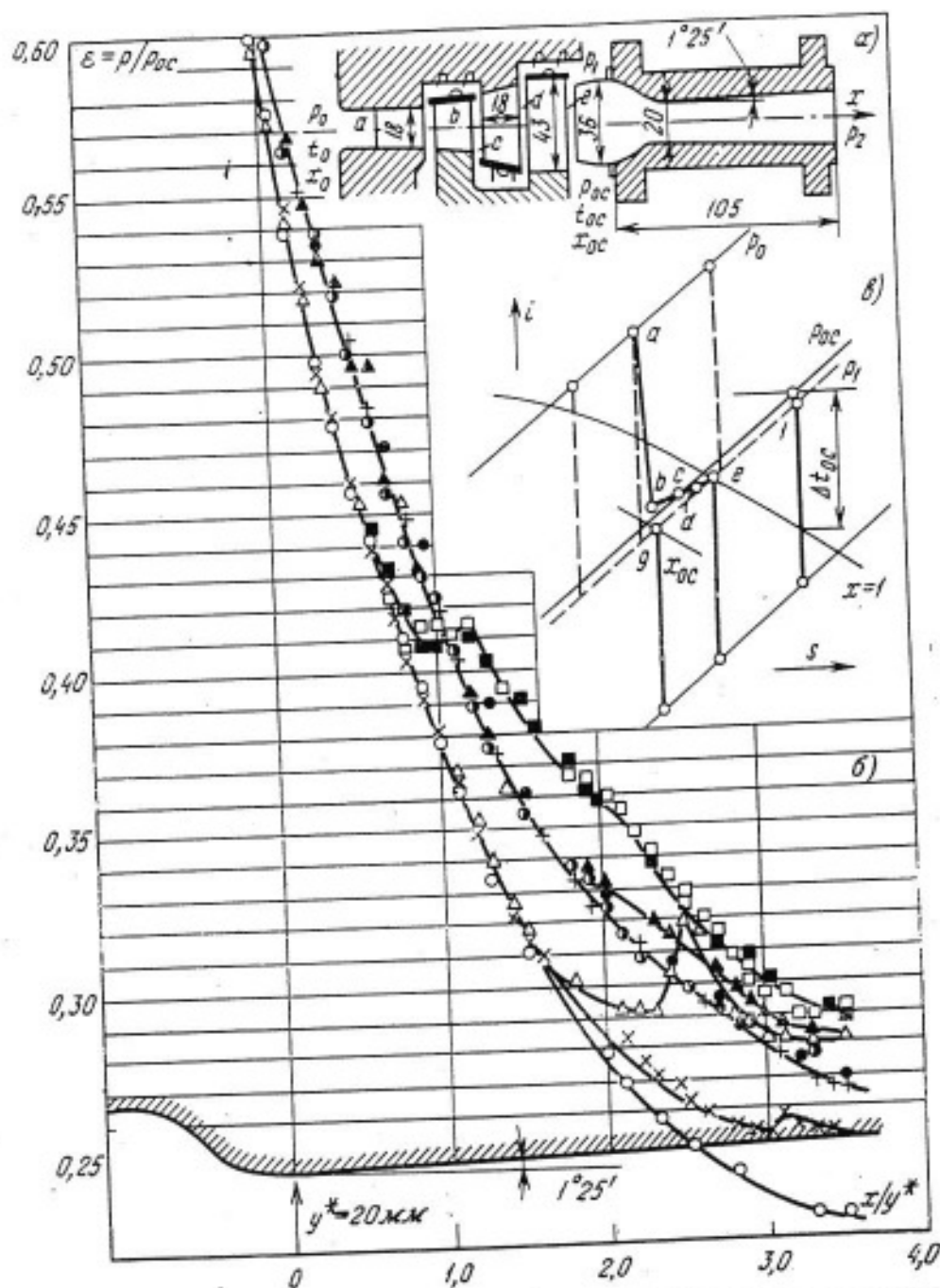


Рис. 2-15. Схема двухвентной ступени скорости (а), распределение относительных статических давлений вдоль сопла Лавая, установленного за ступенью (б) и процесс расширения пара в ступени в i, s -диаграмме (в).
1(○) — $\Delta t_{0c} = 77^\circ$; 2(×) — $\Delta t_{0c} = 46^\circ$; 3(△) — $\Delta t_{0c} = 36^\circ$; 4(■) — $\Delta t_{0c} = 12^\circ$; 5(□) — $\Delta t_{0c} = -12^\circ$; 6(▲) — $\Delta t_{0c} = 0^\circ$; 7(●) — $x_{0c} = 0,996$; 8(●) — $x_{0c} = 0,990$; 9(+) — $x_{0c} = 0,97$; ($p_0 = -0,730 \text{ кгс/см}^2$; $p_{0c} = 0,316 \text{ кгс/см}^2$; $p_2 = 0,110 \text{ кгс/см}^2$).

теоретической диаграммой влажности за соплом (точка b на рис. 2-15, в) для режима b составляет примерно 1%, за первым рабочим колесом 0,7%, за направляющим аппаратом 0,4% и за второй рабочей решеткой 0%. Соответствующие величины переохлаждения потока $\Delta T \approx 13^\circ\text{C}$; $8,5^\circ\text{C}$; $5,0^\circ\text{C}$; 0°C . На основании предыдущих исследований можно предположить, что капли, возникающие в кромочном следе соплового

аппарата, на поверхностях рабочих решеток и в кромочных следах последующих решеток являются устойчивыми в процессе дальнейшего расширения. На этих каплях происходит конденсация пара, что приводит к весьма существенному снижению переохлаждения пара в сопле Лавая.

Таким образом, данные опыта показали существенно меньшую величину переохлаждения пара в двух-

венечной ступени скорости, чем следует из расчета спонтанной конденсации в ядре потока. Несмотря на то, что в конце процесса расширения за ступенью состояние пара близко к состоянию насыщения, небольшого переохлаждения пара за соплом ($10-15^\circ\text{C}$) и еще меньших переохлаждений за рабочим колесом и направляющим аппаратом оказывается достаточным для начала бурной конденсации в кромочных следах решеток.

Экспериментальное исследование структуры потока за сопловыми решетками, выполненное И. А. Ятчени [Л. 46], также подтверждает выводы о конденсации пара в кромочных следах. Исследования проводились оптическим методом, основанным на рассеянии света, проходящего через дисперсную среду. Кривая, характеризующая распределение рассеянного света по разным направлениям, называется индикатрисой рассеяния [Л. 137].

Угловое распределение света, рассеянного на частицах, содержащихся в некотором объеме дисперсной среды, однозначно связано с радиусом рассеивающих частиц r . Из-

мерив экспериментально интенсивность света, рассеянного вперед I_1 и назад I_2 , при разных углах наблюдения β и используя соответствующие табличные данные углового распределения интенсивностей в функции $\rho = 2\pi r/\lambda$ [Л. 141], можно определить значения радиусов капель. На рис. 2-16 приведена схема установки кафедры ПГТ МЭИ для измерения радиуса капель в потоке влажного пара. В качестве источника света выбран неон-гелиевый оптический квантовый генератор, дающий пучок монохроматического излучения с длиной волны $\lambda = 0,6328$ мкм. Узкий луч лазера распространяется с очень малым углом расхождения и позволяет просвечивать в исследуемых каналах малые локальные объемы. Доля рассеянного света при освещении дисперсной среды таким пучком составляет значительную величину, что облегчает технику фотометрирования малых яркостей. Интенсивность рассеянного света измерялась двумя фотоумножителями 2 типа ФЭУ-51, установленными симметрично падающему свету. Угол θ выбирался близким к 15° . Выходной ток фотоумножителя попадал на вход дифференциального балансного усилителя 5 низкой частоты. В качестве регистрирующего прибора применялся микроамперметр 6 типа Н-349 со встроенным усилителем. Следует отметить, что изложенный метод асимметрии индикатрисы рассеяния позволяет измерять дисперсность жидкой фазы в диапазоне радиусов от 10^{-8} до 10^{-6} м при концентрации капель не выше $10^{13}-10^{14}$ 1/см³. Последнее ограничение вызвано требованием однократности акта рассеяния. Интенсивность рассеянного света J_β под углом β относительно направления начального луча лазера определяется зависимостью

$$J_\beta = J_0 k_r^n n.$$

При известных I_0 , I_β , радиусе капли r и коэффициенте k_r можно определить число капель n или локальную степень влажности Nr^3 . Фотометрирование абсолютных величин I_0 и I_β сопряжено со значитель-

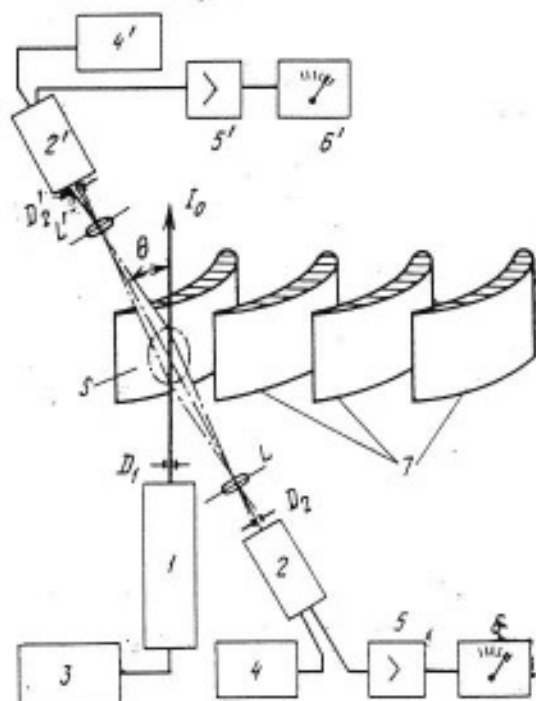


Рис. 2-16. Схема измерения дисперсности жидкой фазы в двухфазном потоке за сопловой решеткой.

1 — лазер газовый ЛГ-35; 2, 2' — фотоумножители; 3, 4, 4' — стабилизированные блоки питания; 5, 5' — усилители; 6, 6' — регистраторы; 7 — пакет профилей; D_1 , D_2 — диафрагмы; L , L' — линзы фокусировки фотоумножителей.

ными трудностями, но технически все же выполнимо. В то же время подсчет численного значения коэффициента k , практически неосуществим, найти его можно только тарировкой измерительной схемы. Такая тарировка возможна в потоках, где известна истинная степень влажности, например, за «скачком» конденсации в соплах Лавала.

Результаты экспериментального исследования сопловой решетки с профилем С-9012А ($\bar{\epsilon}=0,75$; $l/b=0,7$; $\Delta=1,7$ мм) представлены на рис. 2-17. Параметры пара перед решеткой для данного опыта составляли: $p_0=0,96$ кгс/см²; $t_0=105^\circ\text{C}$; $\Delta t_0=7^\circ\text{C}$; давление за решеткой $p_2=0,566$ кгс/см²; диаграммная влажность $y_d=2,2\%$; $\Delta T_m=22^\circ\text{C}$; число Маха $Ma=0,93$. Как видно на рисунке, начало возникновения мелкодисперсной влаги находится в зоне кромочного следа на некотором расстоянии от кромки (2—3 мм). Судя по направлению от выходной кромки зона конденсации расширяется, а процентное содержание влаги возрастает (отношение возникшей влаги Δx к приросту диаграммной влажности Δx_d в данной точке). Близкая к равновесному состоянию зона ($\Delta x/\Delta x_d \approx 100\%$) наблюдается на расстоянии $z \approx 20$ мм от выходной кромки лопатки. Важно отметить несимметричность зоны конденсации относительно оси кромочного следа. Более ранняя конденсация наблюдается на линиях тока, расположенных бли-

же к спинке лопатки. Это объясняется, по-видимому, тем, что градиенты скоростей (скорости расширения p) у спинки лопатки в выходных сечениях канала в несколько раз меньше, чем у вогнутой поверхности. Таким образом, время пребывания частиц пара в этой зоне оказывается достаточным для возникновения значительного числа капель критического размера в ядре потока. В линиях тока у вогнутой поверхности профиля лопатки конденсация наступает существенно позже (на больших расстояниях от кромок лопаток). Зоны, характеризующие изменения размеров возникающих капель, качественно повторяют зоны конденсации. Зафиксированный минимальный размер капель равен 6×10^{-8} м. В результате конденсации пара на этих каплях их размер увеличивается до $(9+10)10^{-8}$ м. Зоны с максимальными размерами капель располагаются вблизи кромочного следа с некоторым смещением в сторону линий тока, сходящихся со спинок лопаток. Концентрация крупных капель в закрюченных следах объясняется тем, что объем, занимаемый вихрями, составляет лишь незначительную долю всего объема пара за решеткой и, следовательно, число возникающих капель здесь будет незначительным, а их размеры большими, чем в ядре потока. В то же время следует иметь в виду то обстоятельство, что размеры ядер конденсации в вихрях будут мень-

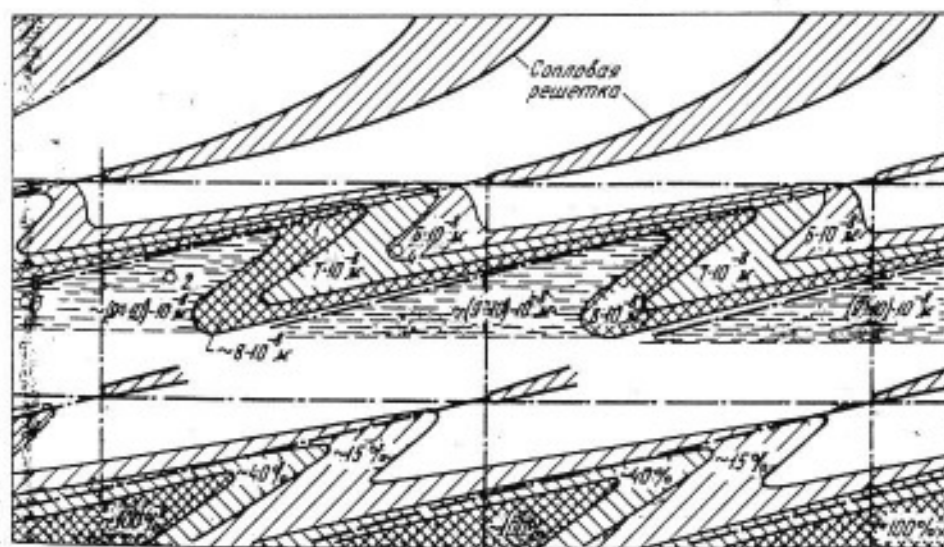


Рис. 2-17. Экспериментально найденное распределение полей дисперсности жидких частиц и относительной влажности за сопловой решеткой С-9012А.

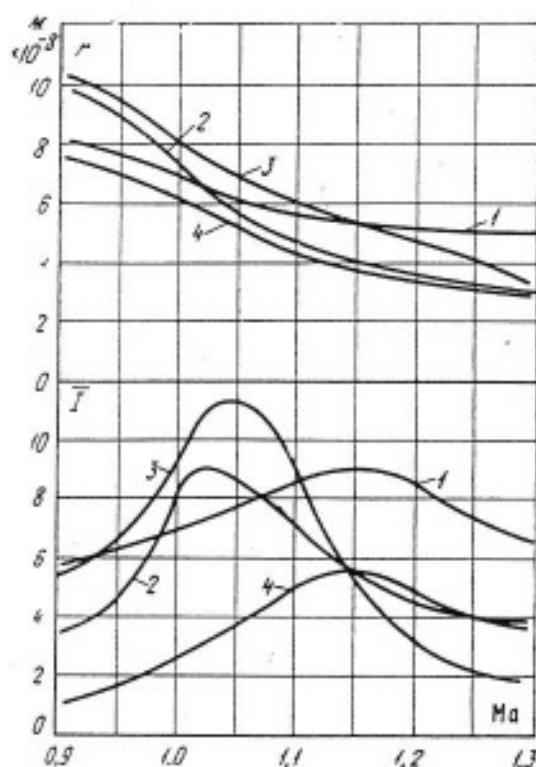


Рис. 2-18. Изменение средних радиусов капель r и относительной интенсивности рассеянного света I в некоторых характерных точках пространства за решеткой в зависимости от числа Маха.

Номера 1—4 соответствуют номерам точек на рис. 2-17.

шими, чем в основном потоке, так как величина переохлаждения пара в вихрях больше, чем переохлаждение окружающего пара.

Изменение числа Ма при постоянных начальных параметрах пара приводит к перераспределению зон конденсации. При малых числах Ма конденсация в основном наблюдается в кромочных следах. При больших Ма, когда величина переохлаждения потока $\Delta T_M \approx 30^\circ \div 35^\circ \text{C}$, в косом срезе решеток возникает зона спонтанной конденсации («скачок» конденсации), при этом эпюры размеров капель и влажностей существенно выравниваются. С ростом числа Ма и соответственно переохлаждения пара размер капель влаги уменьшается как в кромочных следах, так и в ядре потока. Это связано с уменьшением диаметра ядер конденсации и ростом общего числа капель. На рис. 2-18 представлено изменение радиусов капель в некоторых характерных точках пространства за решеткой (рис. 2-17) в зави-

симости от числа Ма. При изменении числа Ма от 0,9 до 1,3 размер капель уменьшается приблизительно в 2,5 раза. Наименьшие изменения r наблюдаются в точке 1 (рис. 2-17), расположенной в кромочном следе на расстоянии 2,5 мм от выходной кромки. Этот результат становится очевидным, если учесть, что на начальном участке кромочного следа температура пара близка к температуре пограничного слоя на поверхности лопатки у кромки ($T \approx T_0$) и мало меняется с изменением противодавления за решеткой (начальные параметры принимаются постоянными). Следовательно, переохлаждение в вихрях также мало зависит от изменения переохлаждения ядра потока.

На рис. 2-18 показаны также относительные изменения интенсивностей I рассеянного света, которые косвенно позволяют судить о количестве влаги, выпадающей в различных точках пространства за решеткой при изменении числа Ма. Учитывая, что интенсивность рассеянного света пропорциональна степени влажности и r^6 , можно констатировать резкое уменьшение количества выпадающей влаги при $Ma < 0,95$ и значительный рост влажности в ядре потока при $Ma > 1,15 \div 1,2$, когда в косом срезе возникает «скачок» конденсации.

Визуальные исследования решеток в поле оптического теневого прибора ИАБ-451 дают также возможность обнаружить возникновение «скачков» конденсации в косом срезе соплового канала. На рис. 2-19 представлены спектры течения слабо перегретого пара ($\Delta T \approx 2^\circ \text{C}$) в сопловых решетках С-9012А ($\bar{t} = 0,75$; $\bar{\Delta}_{кр} = 0,035$; $\alpha_1 = 12^\circ$) при четырех значениях числа Маха: $Ma = 0,7$; 1,2; 1,5; 2,15.

При дозвуковых скоростях ($Ma = 0,7$) конденсация в каналах не обнаруживается, однако на спектре рельефно выделяются кромочные следы. При небольших сверхзвуковых скоростях ($Ma = 1,2$) вблизи горлового сечения в косом срезе отчетливо виден «скачок» 1. Доказательством того, что данный скачок является конденсационным, служит

мене-
змер-
льно
ения
-17),
леде-
дной
ится
на-
леда
ера-
ерх-
а) и
оти-
ные
оян-
таж-
исят
адра

от-
вно-
рые
оли-
лич-
лет-
Учи-
нно-
ени
иро-
ства
05 и
яд-
гда
юк»

ше-
при-
рж-
ние
сре-
2-19
або
оп-
,75;
рех
1,2;

а=
об-
тре-
ые
ко-
изи
от-
за-
нок
кит

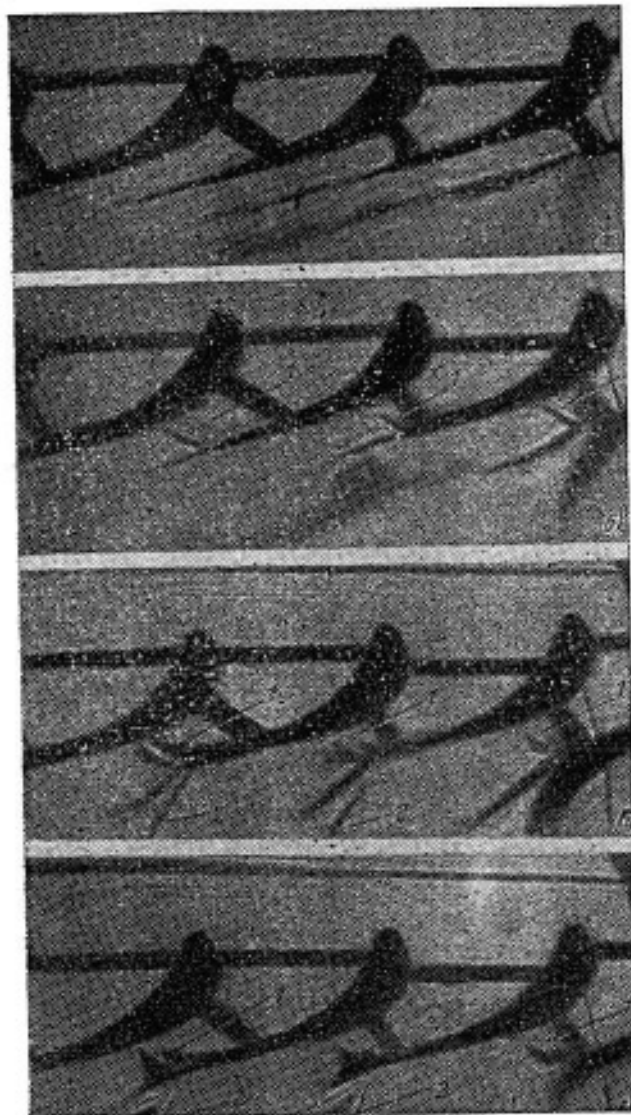
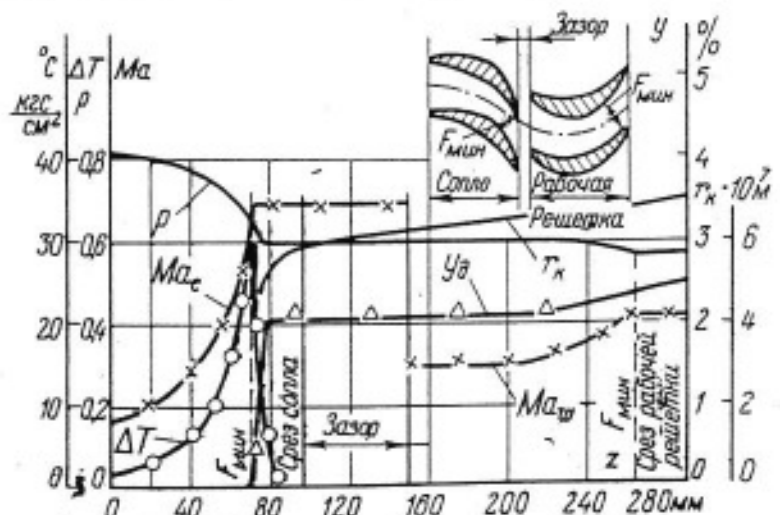


Рис. 2-19. Спектры течения слабеперегретого водяного пара ($\Delta t_0 = 2^\circ\text{C}$) в поле оптического прибора ИАБ-451.
а — $Ma = 0,7$; б — $Ma = 1,2$; в — $Ma = 1,5$; г — $Ma = 2,15$.

его стабильное положение при изменении числа Ma от 1,5 до 2,15. Таким свойством обладают только «скачки» конденсации, положение которых в конкретной решетке не зависит от числа Ma (при постоянных начальных параметрах). Положение адиабатических скачков уплотнения существенно зависит от числа Ma . На спектрах видно также

Рис. 2-20. Изменение параметров пара в первой ступени ЦВД турбины К-220-44.



изменение структуры кромочного следа 2.

Приведенные выше исследования возникновения влаги в сопловых решетках не могут, однако, дать полного представления о процессах конденсации во вращающихся рабочих решетках. В этой связи были проведены экспериментальные исследования конденсации пара в рабочих решетках обращенной ступени (вращается сопловая решетка, а рабочая закреплена неподвижно) на двухвальной турбине. Измерения дисперсности проводились методом, описанным в этом параграфе (см. рис. 2-16). В опытах не было обнаружено существенного изменения среднего размера капель вдоль шага рабочей решетки, что связано, по-видимому, с турбулизацией потока вращающейся сопловой решеткой (вихревыми кромочными дорожками). В этом случае роль кромочных следов рабочих лопаток в процессах конденсации пара уменьшается, так как возникновение влаги наступает внутри каналов рабочих решеток.

На основании теоретических и экспериментальных исследований, описанных в гл. 2, Л. И. Селезневым и И. В. Гордеевой была создана методика и проведены расчеты на ЭВМ БЭСМ-4 движения переохлажденного пара и возникновения жидкой фазы. В качестве примера на рис. 2-20 представлено изменение некоторых параметров (ρ , Ma , Ma_w ,

$\Delta T, y, r_n$) вдоль линии тока активной турбинной ступени. Следует отметить, что такие расчеты позволяют выявить влияние геометрических и режимных параметров ступени на место возникновения влаги и ее дис-

персность. Это в свою очередь позволит наметить пути уменьшения размеров капель и снижения ее отрицательного воздействия на к. п. д. ступеней и эрозию лопаток.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

СТРУКТУРА ПОТОКА ВЛАЖНОГО ПАРА В РЕШЕТКАХ ТУРБИННЫХ СТУПЕНЕЙ

3-1. ТРАЕКТОРИИ ДВИЖЕНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КАПЕЛЬ С ПОВЕРХНОСТЯМИ СОПЛОВЫХ И РАБОЧИХ ЛОПАТОК

До настоящего времени накоплено мало экспериментального материала по исследованию неподвижных и вращающихся решеток на влажном паре. Отсутствуют надежные данные, характеризующие структуру потока двухфазной среды, механизм образования потерь энергии, а также изменение основных аэродинамических характеристик решеток в достаточно широком диапазоне режимных и геометрических параметров. Особый недостаток ощущается в опытных и теоретических исследованиях дисперсности и скоростей жидкой фазы в решетках турбинных ступеней. Для расчета экономичности проточных частей турбин, эрозии лопаток и депарации влаги необходимо знать траектории движения капель, их взаимодействие с неподвижными и вращающимися лопатками, долю влаги, остающуюся на поверхностях в виде пленок, характер движения этих пленок под воздействием парового потока, центробежных и кориолисовых сил. Естественно, что отсутствие перечисленных данных не позволяет решать задачи выбора оптимальных профилей сопловых и рабочих решеток, работающих на влажном паре. Следовательно, накопление опытных материалов, полученных методами дифференцированного изучения физических особенностей процесса, представляет большой теоретический и практический интерес.

Исследования решеток в статических условиях проводятся, как пра-

вило, в идеализированных условиях: при равномерном поле скоростей пара на входе, при отсутствии скольжения и рассогласования направлений скоростей фаз. Однако в действительности на входе перед рабочей и сопловой решетками скорости пара и жидкости различаются не только по величине, но и по направлению (рис. 3-1). Более того, капли жидкости имеют различные диаметры и скорости, в связи с чем разные частички жидкости попадают на сопловые и рабочие решетки под переменными углами входа α_{22} и β_{12} и с переменными скоростями c_{22} и w_{12} . Тем не менее результаты статических исследований изолированных решеток представляют интерес, так как они позволяют качественно проанализировать картину течения и оценить изменение аэродинамических характеристик решеток при переходе состояния среды в двухфазную область.

Структура потока за решеткой определяется в первую очередь тем, какая доля капель соприкасается с поверхностями сопловых и рабочих лопаток и сколько жидкости остается на лопатках в виде пленок. Таким образом, первоначально должны быть определены траектории капель в каналах решеток. Эта задача решалась многими авторами при тех или иных допущениях [Л. 24, 63, 86]. Наиболее простым является решение, при котором пренебрегают теплообменом между жидкой и газообразной фазами, а размер и форму частиц в процессе их движения считают неизменными. При определении полей скоростей газообразной фазы течение принимается потенциальным. Воздействие взве-

Ри
ди

шен
рас
оди

где
шаг
S
коэф
отно
ги
вид

х, !

где
про

4*

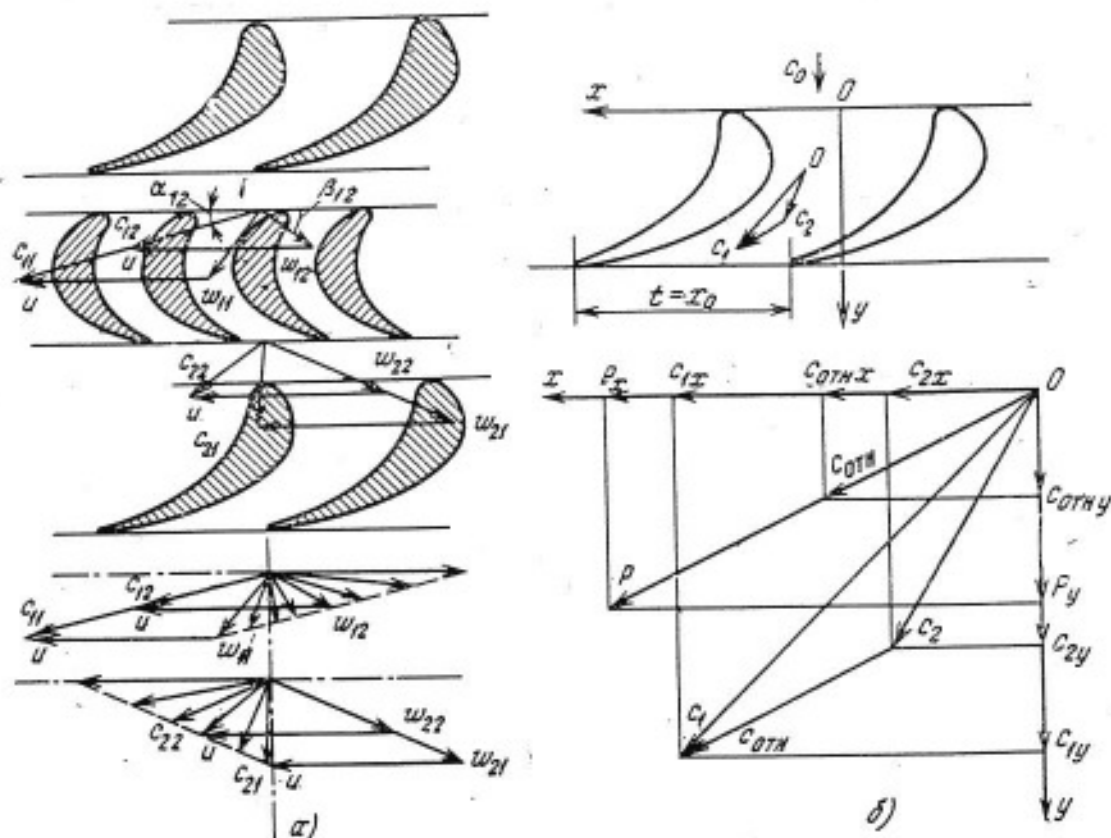


Рис. 3-1. Треугольники скоростей двухфазного потока в турбинной ступени (а), аэродинамическая сила P , скорости пара и влаги (б) в системе координат x, y .

шенных частиц на газовую фазу не рассматривается.

Запишем уравнение движения одиночной частицы жидкости в виде

$$m \frac{d\vec{c}_2}{d\tau} = \Psi S \rho_1 \frac{c_{отн}}{2} \vec{c}_{отн}, \quad (3-1)$$

где m — масса частицы влаги (для шарообразных капель $m = \pi \rho_2 d^3/6$), S (миделево сечение) $= \pi d^2/4$; Ψ — коэффициент сопротивления; $\vec{c}_{отн}$ — относительная скорость частицы влаги ($\vec{c}_{отн} = \vec{c}_1 - \vec{c}_2$). Тогда (3-1) примет вид:

$$\frac{d\vec{c}_2}{d\tau} = \frac{3}{8} \Psi \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{1}{r_1} (\vec{c}_1 - \vec{c}_2).$$

В проекциях на оси координат x, y (плоская задача, рис. 3-1, б)

$$\left. \begin{aligned} m \frac{dc_{2x}}{d\tau} &= P_x = P \frac{c_{отн x}}{c_{отн}}; \\ m \frac{dc_{2y}}{d\tau} &= P_y = P \frac{c_{отн y}}{c_{отн}}; \\ \frac{dx}{d\tau} &= c_{1x}; \quad \frac{dy}{d\tau} = c_{1y}. \end{aligned} \right\} \quad (3-2)$$

где P — сила аэродинамического сопротивления ($P = \Psi S \rho_1 \frac{c_{отн}}{2} \vec{c}_{отн}$).

Запишем систему уравнений (3-2) в безразмерном виде. Для этого в качестве определяющего размера примем хорду профиля b , а в качестве определяющей скорости — скорость пара перед решеткой (c_0 — для сопловой, $w_1 = |\vec{c}_1 - \vec{u}|$ — для рабочей). Подставляя в систему (3-2) также значения P, S и m , получаем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\bar{c}_{2x}}{d\bar{\tau}} &= \frac{\Psi Re}{\tau_x} (\bar{c}_{1x} - \bar{c}_{2x}); \\ \frac{d\bar{c}_{2y}}{d\bar{\tau}} &= \frac{\Psi Re}{\tau_y} (\bar{c}_{1y} - \bar{c}_{2y}); \\ \frac{d\bar{x}}{d\bar{\tau}} &= \bar{c}_{1x}; \quad \frac{d\bar{y}}{d\bar{\tau}} = \bar{c}_{1y}. \end{aligned} \right\} \quad (3-3)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{c}_{2x} &= \frac{c_{2x}}{c_0}; \quad \bar{c}_{2y} = \frac{c_{2y}}{c_0}; \quad \bar{c}_{1x} = \frac{c_{1x}}{c_0}; \\ \bar{c}_{1y} &= \frac{c_{1y}}{c_0}; \\ \bar{x} &= \frac{x}{b}; \quad \bar{y} = \frac{y}{b}; \quad \bar{\tau} = \frac{\tau}{b/c_0}; \end{aligned}$$

$$Re = \frac{\rho_1 d c_0}{\mu_1} \sqrt{(\bar{c}_{1x} - \bar{c}_{2x})^2 + (\bar{c}_{1y} - \bar{c}_{2y})^2} = Re_0 \bar{c}_{отн}.$$

Здесь Re — число Рейнольдса, подсчитанное по относительной скорости $\bar{c}_{0\tau}$ и диаметру капели d_k , Re_0 — число Рейнольдса, подсчитанное по скорости пара перед решеткой;

$$\tau_d = \frac{4}{3} \frac{d^2 c_{0p2}}{\mu_1 b}$$

— безразмерное время релаксации движения (см. § 1-4). Этот параметр называют также числом Стокса. Как видно из (3-3), траектории капели в каналах решеток зависят от двух безразмерных критериев: Re и τ_d .

Уравнения (3-3) могут быть решены, если известны поле скоростей паровой фазы и коэффициент сопротивления Ψ . При малых размерах капели (при $Re \ll 1$)

$$\Psi = \frac{24}{Re} \varphi(Kn); \varphi(Kn) = \frac{1}{1 + 2,53 Kn}. \quad (3-4)$$

Для чисел Re , лежащих в диапазоне $5 \leq Re \leq 10^3$, и шарообразных капели достаточно близкие с экспериментом результаты дает следующая зависимость:

$$\Psi = 12,5/Re. \quad (3-5)$$

Согласно [Л. 82] влияние деформации капли надо учитывать при $Re \geq Re_{кр} = 4,55 N^{0,21}$, а коэффициент Ψ рассчитывать по формуле

$$\Psi = 0,73 Re^{1,4} N^{-0,4}, \quad (3-6)$$

где

$$N = \frac{\sigma^2 \rho_1^2}{\mu^2 (\rho_2 - \rho_1) g}.$$

Для последних ступеней турбин $Re_{кр} \approx 400 + 500$.

Большое влияние на значения коэффициента Ψ оказывают и другие критерии подобия, в частности степень турбулентности потока.

Следует отметить, что приведенные выше уравнения не учитывают возможного оседания капели на поверхностях турбинных решеток под действием турбулентной и молекулярной диффузии, а также под действием сил Магнуса. Существенные допущения в теоретических предположениях дают пока основание рекомендовать эти методы только для приближенных расчетов.

В том случае, если необходимо определить радиальное перемещение частиц влаги в каналах решеток и осевых зазорах, решается осесимметричная задача. В цилиндрических координатах r, φ, z система уравнений примет вид:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{dc_{2r}}{d\tau} &= m\omega^2 r + 2\omega m c_{2\varphi} + \\ &+ m \frac{c_{2\varphi}^2}{r} + P_r; \\ m \frac{dc_{2\varphi}}{d\tau} &= -2\omega m c_{2r} - \\ &- m \frac{c_{2\varphi} c_{2r}}{r} + P_\varphi; \\ m \frac{dc_{2z}}{d\tau} &= P_z; \\ \frac{dr}{d\tau} &= c_{2r}; \quad \frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{c_{2\varphi}}{r}; \\ \frac{dz}{d\tau} &= c_{2z}, \end{aligned} \right\} \quad (3-7)$$

где P_r, P_φ и P_z — проекции силы аэродинамического сопротивления на оси r, φ и z .

После преобразований, аналогичных преобразованиям системы уравнений (3-2), получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\bar{c}_{2r}}{d\tau} &= \frac{\omega^2 \bar{r} x_0^2}{c_0^2} + 2 \frac{\omega \bar{c}_{2\varphi} x_0}{c_0} + \\ &+ \frac{\bar{c}_{2\varphi}^2}{\bar{r}} + \frac{\Psi Re}{\tau_x} (\bar{c}_{1r} - \bar{c}_{2r}); \\ \frac{d\bar{c}_{2\varphi}}{d\tau} &= -\frac{\bar{c}_{2\varphi} \bar{c}_{2r}}{\bar{r}} - \frac{2\omega \bar{c}_{2r} x_0}{c_0} + \\ &+ \frac{\Psi Re}{\tau_x} (\bar{c}_{1\varphi} - \bar{c}_{2\varphi}); \\ \frac{d\bar{c}_{2z}}{d\tau} &= \frac{\Psi Re}{\tau_x} (\bar{c}_{1z} - \bar{c}_{2z}); \\ \frac{d\bar{r}}{d\tau} &= \bar{c}_{2r}; \quad \frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{\bar{c}_{2\varphi}}{\bar{r}}; \\ \frac{d\bar{z}}{d\tau} &= \bar{c}_{2z}, \end{aligned} \right\} \quad (3-8)$$

где $\bar{c}_{2r}, \bar{c}_{2\varphi}, \bar{c}_{2z}, \bar{c}_{1r}, \bar{c}_{1\varphi}, \bar{c}_{1z}$ — безразмерные проекции скоростей жидких капели и пара, отнесенные к скорости c_0 или ω ; $\bar{r} = r/x_0$; $\bar{z} = z/x_0$; φ — безразмерные координаты; $\tau = \tau/(x_0/c_0)$ — безразмерное вре-

мя; $\tau_d = \frac{4d^2 c_0 \rho_2}{3\mu_1 x_0}$ — безразмерное время релаксации движения (число Стокса);

$$Re = \frac{\rho_2 c_0 d}{\mu_1} \times \\ \times \sqrt{(\bar{c}_{1r} - \bar{c}_{2r})^2 + (\bar{c}_{1\varphi} - \bar{c}_{2\varphi})^2 + (\bar{c}_{1z} - \bar{c}_{2z})^2}$$

— число Рейнольдса ($Re = Re_{\text{ср}} \bar{c}_{\text{ср}}$).

Для сопловых решеток система уравнений (3-8) упрощается:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\bar{c}_{2r}}{d\tau} &= \frac{\bar{c}_{2\varphi}^2}{\bar{r}} + \frac{\Psi Re}{\tau_a} (\bar{c}_{1r} - \bar{c}_{2r}); \\ \frac{d\bar{c}_{2\varphi}}{d\tau} &= -\frac{\bar{c}_{2\varphi} \bar{c}_{2r}}{\bar{r}} + \\ &+ \frac{\Psi Re}{\tau_a} (\bar{c}_{1\varphi} - \bar{c}_{2\varphi}); \\ \frac{d\bar{c}_{2z}}{d\tau} &= \frac{\Psi Re}{\tau_a} (\bar{c}_{1z} - \bar{c}_{2z}); \\ \frac{d\bar{r}}{d\tau} &= \bar{c}_{2r}; \quad \frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{\bar{c}_{2\varphi}}{\bar{r}}; \quad \frac{d\bar{z}}{d\tau} = \bar{c}_{2z}. \end{aligned} \right\} \quad (3-9)$$

Приведенные выше системы уравнений при известных начальных условиях дают возможность определить траектории и скорости частиц жидкости в каналах решеток. Следует отметить, что капли жидкости, попадая в пограничный слой у поверхностей лопаток (или в сильно градиентные поля скоростей), приобретают вращательное движение и

меняют направление движения. Этот фактор усложняет расчеты. Реальная структура потока и траектории движения частиц в существенной мере будут зависеть от тепло-массообмена между фазами и от дробления (коагуляции) отдельных частиц, а также от характера их взаимодействия с поверхностями лопаток. Поведение одиночных капель в потоке пара рассматривается в § 3-4.

Решение системы уравнений (3-3) на ЭВМ, выполненное для случая обтекания пластины О. И. Назаровым в МЭИ, дало возможность оценить влияние на долю соприкасающихся с поверхностью пластин капель некоторых безразмерных параметров и начальных условий движения потока влаги. На рис. 3-2 показаны схема обтекания пластин влажным паром и влияние некоторых параметров на коэффициент сепарации капелек жидкой фазы. Из размерных параметров наиболее сильное влияние на коэффициент Ψ оказывают давление пара, размер капель и начальные условия рассогласования скоростей фаз.

Дальнейший расчет траекторий и скоростей капель в канале после их взаимодействия с поверхностями лопаток является сложной задачей. К настоящему времени отсутствуют надежные теоретические и экспери-

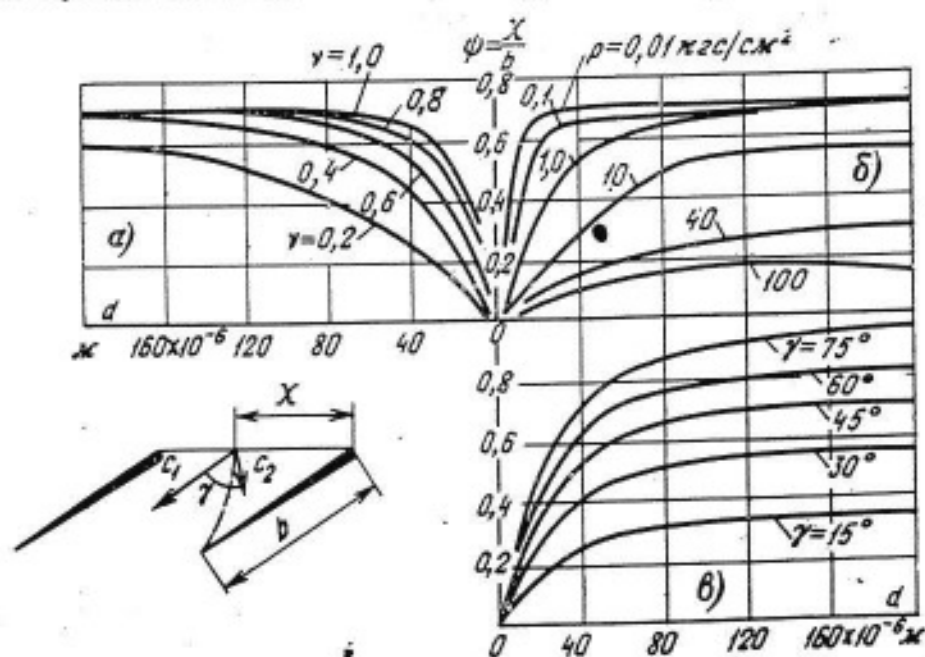


Рис. 3-2. Влияние геометрических и режимных параметров на сепарацию влаги в канале из пластин.

а — $p = 1,0 \text{ кгс/см}^2$, $\gamma = 45^\circ$, $b = 0,1 \text{ м}$; б — $v = 0,6$, $\gamma = 45^\circ$, $b = 0,1 \text{ м}$; в — $p = 1,0 \text{ кгс/см}^2$, $v = 0,6$; $b = 0,1 \text{ м}$.

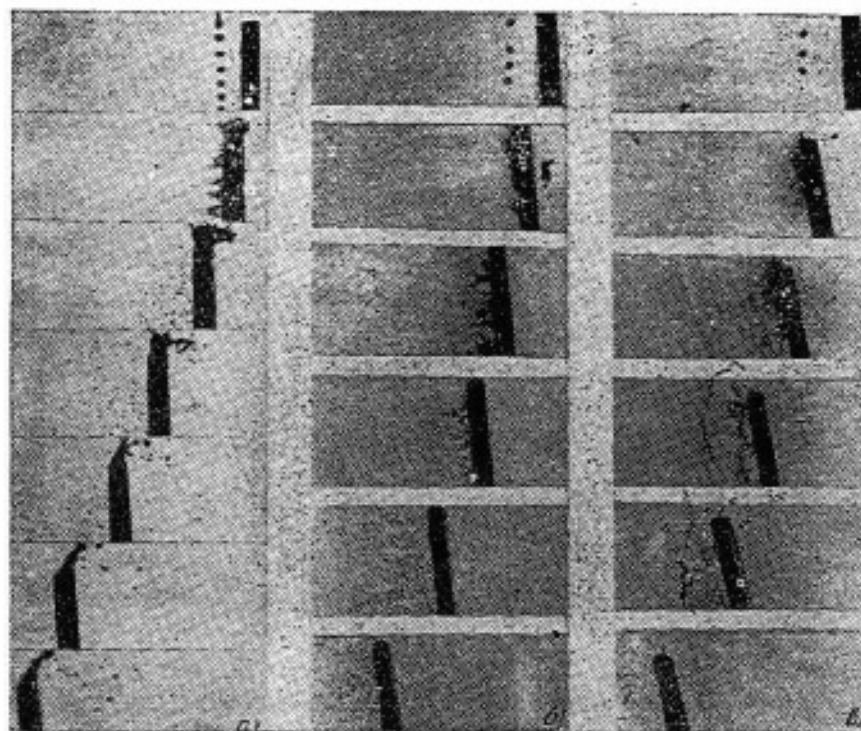


Рис. 3-3. Картина взаимодействия частиц влаги с вращающейся пластиной.

$a - u = 8$ м/сек; $b - u = 21$ м/сек; $в - u = 49$ м/сек (u — скорость набегающей пластины) (опыты О. И. Назарова и И. А. Ятчени).

ментальные исследования в этой области. В опубликованной литературе [Л. 165, 197] рассматриваются упрощенные схемы взаимодействия крупных капель при малых относительных скоростях. Имеющиеся опытные данные для больших скоростей соударения не дают пока оснований для построения надежной модели разрушения и разбрызгивания падающих капель.

Не останавливаясь здесь на механическом воздействии капель на лопатки турбин (эрозия лопаток), рассмотрим лишь вопросы динамики прилипания и отражения (или разбрызгивания) частиц жидкости при их соприкосновении с сухими или смоченными поверхностями.

Экспериментальные исследования удара капель о сухие поверхности (стекло, металл) с помощью скоростной кинокамеры показывают следующую последовательность разрушения жидкости [Л. 197, 198, 213]. В первый момент времени происходит сплющивание капли в месте соприкосновения с твердым телом. Затем начинается интенсивное движение жидкости по поверхности от

центра в радиальном направлении. Образуется тонкий диск, в центре которого остается бугорок, который потом исчезает. Растекание, как правило, носит волнообразный характер. Перечисленные выше особенности течения жидкости приводят к распаду диска на множество струек или капель. В зависимости от скорости соударения, состояния поверхности и других факторов эти капли могут остаться на поверхности или перейти во взвешенное состояние.

На рис. 3-3 показаны фотографии процесса соударения капель воды с вращающейся пластинкой, полученные в МЭИ с помощью скоростной кинокамеры. В этих опытах размер капель был равен $d_k \approx 450$ мкм ($45 \cdot 10^{-5}$ м), радиальная скорость капель $c_0 \approx 2$ м/сек, а окружные скорости пластины $u \approx 8$ м/сек (рис. 3-3,а), 21 м/сек (рис. 3-3,б), 49 м/сек (рис. 3-3,в). При малых скоростях соударения $u < 10$ м/сек капли жидкости в основном остаются на поверхности пластины, растекаются и сбрасываются центробежными силами в ок-

ружающее пространство. При скоростях $u > 20$ м/сек (рис. 3-3, б, в) наблюдается интенсивное дробление мелких капель и отражение их в направлении вращения пластины. Средний размер вторичных капель (модальный) в данных опытах составлял $d_m \approx 50 \div 100$ мк. Меньшие значения d_m относятся к большим скоростям u . На рис. 3-4, а показаны распределения $m_i/\Sigma m_i$ в функции от диаметра капель d для трех значений окружных скоростей u (m_i — масса капель i -го размера; Σm_i — суммарная масса всех капель).

Относительная среднемассовая скорость $\bar{c}_2 = (c_2 - u)/u$ вторичных капель в первый момент соприкосновения равна $\bar{c}_2 = -1$, и лишь после разрушения капли скорость почти мгновенно достигает максимальной величины (рис. 3-4). В дальнейшем величина $\bar{c}_2$ уменьшается, так как вращающаяся с постоянной скоростью пластина догоняет тормозящиеся в воздухе мелкие капли. Вновь происходит соударение вторичных капель с пластиной, но уже при меньших относительных скоростях. Поэтому большая доля вторичных капель остается на поверхности. В ступенях турбин, работающих в зонах различного давления пара, эти процессы протекают несколько иначе: мелкие капли увлекаются потоком пара, а скорости вторичных капель зависят от условий взаимодействия и давления пара. Большое влияние на характер взаимодействия будут оказывать пленки, текущие по поверхностям лопаток. Поэтому графики, представленные на рис. 3-4, следует рассматривать как иллюстрацию, не претендующую на обобщения. Тем не менее из данных исследований вытекают некоторые качественные зависимости, справедливые для широкого круга задач. В частности, обнаруживается максимум зависимости относительной скорости $\bar{c}_2$ от скорости соударения. Это объясняется тем, что при больших u образуются более мелкие вторичные капли (рис. 3-4), которые быстрее тормозятся в окружающем воздухе. В начальный момент времени скорость вторичных капель достигает значи-

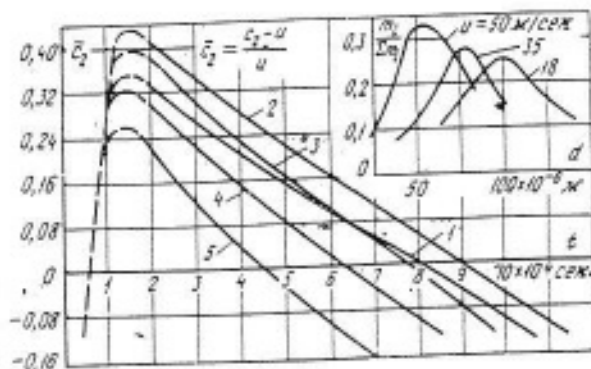


Рис. 3-4. Изменение скорости частиц влаги относительно скорости вращающейся пластины.

1 — $u=12$ м/сек; 2 — $u=18$ м/сек; 3 — $u=23$ м/сек; 4 — $u=35$ м/сек; 5 — $u=50$ м/сек. Вверху справа — зависимость дисперсности отраженной влаги от скорости соударения.

тельной величины, составляющей более чем 40% скорости соударения. Это говорит о том, что процессы деформации отдельных частей жидкости при соударении носят практически упругий характер. По-видимому, существенное влияние на скорость отраженных частиц влаги оказывают кумулятивные силы, создающие высокие местные давления в центре соударяющихся с поверхностью пластин капель.

В первый момент соударения кинетическая энергия капли преобразуется в поверхностную энергию кратера. Движение капли замедляется, и в какой-то момент ее скорость c_2 становится равной нулю. В дальнейшем волновая поверхность жидкости исчезает, и часть энергии превращается в кинетическую энергию отраженной капли. Анализ уравнений, описывающих перечисленные процессы, показывает, что связь между критическими величинами скорости c_2 и угла падения θ может быть установлена с помощью безразмерных параметров $c_2 \rho_2 / \sigma$; $We = c_2^2 \rho_2 r / \sigma$ и θ .

На рис. 3-5 представлены имеющиеся в литературе опытные данные, обработанные в этих критериях. В точках, находящихся ниже соответствующей кривой We_2 , наблюдается отражение капель, в точках, находящихся выше, — прилипание.

В случае слияния капель с пленкой возможно разбрызгивание жидкости. Некоторые закономерности

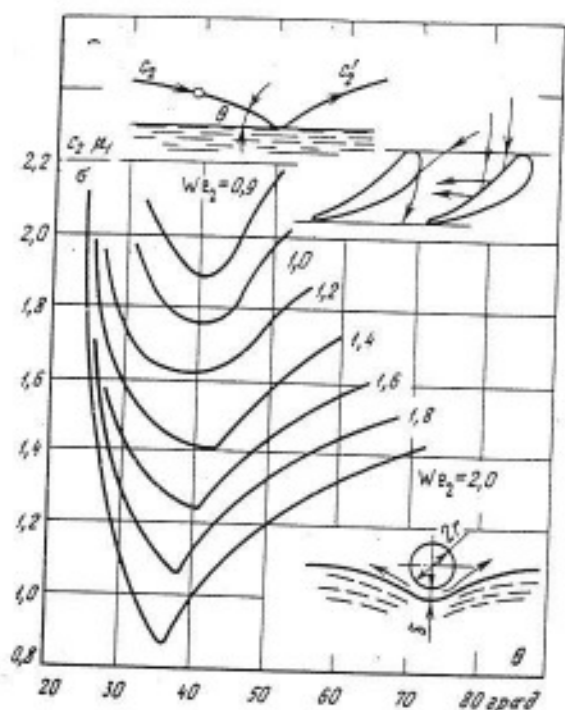


Рис. 3-5. Взаимосвязь критических значений скорости и угла падения частиц влаги при различных значениях числа Вебера.

таких процессов приводятся в [Л.165]. К сожалению, совершенно отсутствуют опытные и теоретические работы по взаимодействию капель с тонкими пленками, толщина которых соизмерима с радиусом капли. В то же время именно такие процессы характерны для турбинных ступеней, работающих на влажном паре. Некоторые экспериментальные данные о взаимодействии капель, падающих на пленку, текущую в свою очередь по поверхности диска, получены в МЭИ. Капля, падающая на вращающийся диск под прямым углом, в относительном движении подходит к диску (к пленке) под углом θ , зависящим от соотношения скоростей капли c_2 и диска ω . Толщина пленки составляла в опытах $\delta = 10^{-4}$ м, а радиус капель $r \approx 12 \cdot 10^{-4}$ м. Как и в опытах с пленкой при $\delta \gg r$, здесь были обнаружены определенные критические значения углов θ и скоростей c_2 , при которых происходит прилипание капли. Для радиальных скоростей капель $c_2 \approx 1$ м/сек, $r = 12 \cdot 10^{-4}$ м и $\delta = 10^{-4}$ м критическое значение угла θ составляло примерно 5° . При $\theta < 5^\circ$ и переменных окружных скоростях происходит отскакивание капли, при $\theta > 5^\circ$ — прилипание.

Рассмотренные исследования проводились, как правило, при взаимодействии одиночных капель с поверхностями вращающихся или неподвижных пластин. При наличии широкого (по размерам) спектра капель наблюдается более сложная картина взаимодействия. Капли разных диаметров будут падать на поверхность с различными скоростями и сталкиваться с отраженными частицами жидкости. Исследования такого характера проводились в МЭИ В. И. Глушковым и О. И. Назаровым. Мелкодисперсная жидкая фаза создавалась за счет срыва тонких пленок с поверхности вращающегося диска 1 (рис. 3-6). В начальный момент времени капли жидкости приобретают скорость, приблизительно равную окружной скорости диска. На пути мелкодисперсного потока капля устанавливалась диафрагма 2, отсекающая необходимую толщину струи. Далее поток попадает на пластину 3, установленную под углом β к направлению движения капель. В сечениях струи 4-4 и 5-5 производилось измерение скоростей и дисперсности среды. Скорость и дисперсность первичных капель в сечении 4-4 менялись в результате изменения окружных скоростей диска и толщины пленки (расхода жидкости через центральное отверстие). В опытах исследовалась зависимость вторичного потока в сечении 5-5 от угла натекания (падения) β капель на пластину. Результаты экспериментов представлены на рис. 3-7 и 3-8. Как видно из графиков, дисперсность отраженной влаги в значительной мере зависит от углов натекания и скорости первичного потока

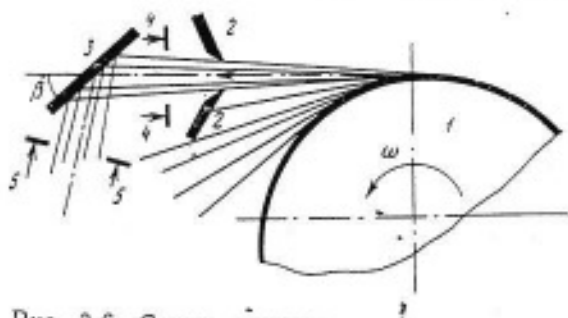


Рис. 3-6. Схема установки для исследования отражения влаги от пластины. 1 — вращающийся диск; 2 — диафрагма; 3 — пластина; 4-4 и 5-5 — сечения.

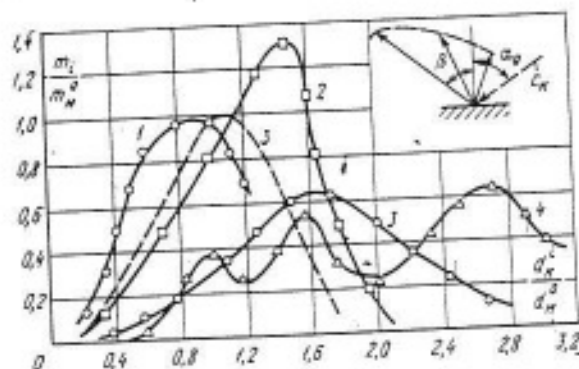


Рис. 3-7. Влияние угла падения и скорости частиц влаги на структуру отраженного потока.

1 — $\alpha_0=0$; 2 — $\alpha_0=30^\circ$; 3 — $\alpha_0=45^\circ$; 4 — $\alpha_0=60^\circ$; $d_k=160$ мкм; — $c_k=90$ м/сек; - - - $c_k=25$ м/сек; $\beta=45^\circ$.

капель. В зависимости от этих параметров меняется также дисперсность жидкости, отраженной от пластины под разными углами.

Приведенные выше исследования дают возможность лишь качественно объяснить результаты экспериментального изучения структуры потока в решетках (см. § 3-2). Количественные закономерности могут быть получены для участка траекторий капель до соприкосновения последних с поверхностями лопаток. Отсюда вытекает необходимость дальнейшей экспериментальной проверки структуры потока с целью использования опытных результатов при расчетах проточных частей турбин влажного пара.

3-2. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДВУХФАЗНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ И ДВИЖЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК

Если пар на входе в решетку влажный ($y_0 > 0$), то крупные капли попадают на входные кромки лопаток, дробятся и входят в канал, имея уже существенно меньший диаметр. Часть капель оседает на входных участках профиля в виде пленки. Наконец, значительная часть крупных капель, минуя входные кромки, попадает в канал, где затем происходит неполная сепарация капель (на вогнутой поверхности профиля и на спинке). Следовательно, в каналах решеток движутся капли различной дисперсности и с разной скоростью, происходит рассогласование скоростей жидкой и паровой фаз по величине и направлению. Капли, оседающие на входной кромке, образуют жидкую пленку, движущуюся по вогнутой и выпуклой поверхностям лопатки. На профиле возникает двухфазный пограничный слой, состоящий из пленки, примыкающей к поверхно-

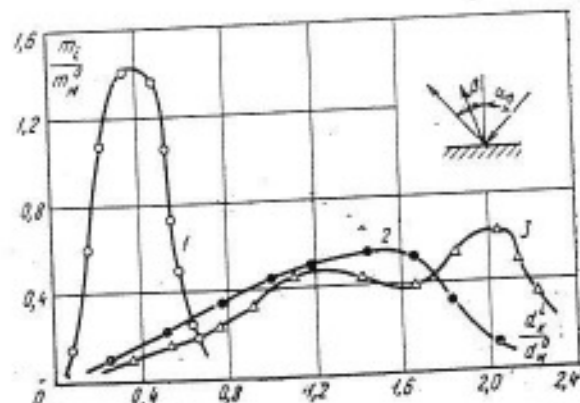


Рис. 3-8. Дисперсность частиц, отраженных от пластины.

1 — $\beta=15^\circ$; 2 — $\beta=48^\circ$; 3 — $\beta=75^\circ$; $\alpha_0=50^\circ$; $d_k=75$ мкм; — $c_k=90$ м/сек.

стям лопаток, и парокапельного слоя, взаимодействующего с пленкой. Рассмотренная картина усложняется также тем, что при определенных условиях происходят отрыв пленок с поверхностей лопаток и дробление падающих на пленку капель.

Таким образом, структура двухфазного потока как внутри канала, так и за ним в значительной степени определяется характеристиками двухфазного пограничного слоя и устойчивостью движения пленок. Это в свою очередь определяет эффективность внутриканальной сепарации, дисперсность и скорость жидкой фазы перед последующей решеткой.

Главными особенностями двухфазного пограничного слоя являются:

- 1) вращательное движение капель в потоке пара из-за наличия поперечного градиента скоростей и соответственно возникновения подъемной силы, действующей на каплю;
- 2) рост действительной статической температуры (не равновесной) у стенок канала, уменьшение переохлаждения потока и возможное испарение капель. Эти две особенности могут приводить к перераспределению концентрации влаги в пограничном слое и существенно влиять на процессы образования пленок. Третья особенность заключается в том, что наличие в потоке пара мельчайших капелек влаги может приводить к турбулизации или ламинаризации потока (направление воздействия будет определяться начальной степенью турбулентности потока и коэффициентом скольжения фаз). Отмеченные особенности подтверждаются экспериментальными исследованиями, проведенными в МЭИ Л. А. Игнатьевской. Если капли жидкости, попадающие в пограничный слой, имеют скорости, меньшие, чем скорость пара, то они будут выталкиваться из слоя, а при $v=c_2/c_1 > 1$ капли будут прижиматься подъемной силой к омываемой поверхности. В последнем случае (рис. 3-9) истинная влажность среды в пограничном слое будет уменьшаться по сравнению с влажностью в ядре потока. Эпюра скоростей в двухфазном пограничном слое будет более полной, чем в однофазном. Это объясняется внесением дополнительного им-

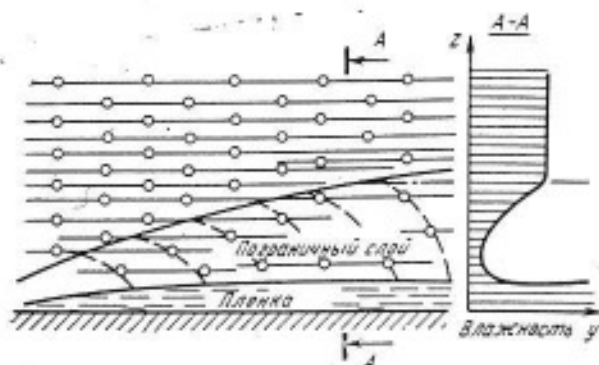


Рис. 3-9. Схема двухфазного пограничного слоя.

пульса в пограничный слой частицами жидкости, движущимися со скоростями, большими скоростей пара. Однако увеличение «полноты» эпюры скоростей еще не означает, что происходит дополнительная турбулизация потока. При мелкодисперсной жидкой фазе (например, если она возникает в «скачке» конденсации), когда $d < 5 \cdot 10^{-3}$ м, траектории движения капелек будут практически совпадать с траекториями паровой фазы (см. § 2-6), а процессы тепломассообмена будут играть решающую роль в распределении параметров двухфазного потока в пограничном слое. На рис. 3-10 приведены результаты исследования пограничного слоя в сопле Лавала при наличии в нем спонтанной конденсации пара [Л. 47]. Здесь показаны изменения относительного статического давления ϵ вдоль сопла, температур стенки и полного торможения паровой фазы t_0 , а также расчетных температур насыщения t_s и статической t в ядре потока. Исследования проводились на плоском теплоизолированном сопле. Нижняя пластина выполнялась из фторопласта с металлическим напылением толщиной 0,1 мм. Как следует из

рис. 3-10, толщина теплового пограничного слоя δ_t на начальном участке сопла до «скачка» конденсации превышает толщину гидродинамического слоя δ , а потом резко уменьшается. Температура стенки вдоль всей длины сопла оказывается выше температуры насыщения t_s , пограничный слой состоит из двух подслоев: верхнего парокпельного и нижнего — перегретого пара (зона перегретого пара находится ниже кривой δ_{π}). Таким образом, возникновение пленок за счет оседания мелких капелек на поверхностях сопловых решеток представляется маловероятным.

На рабочих лопатках структура теплового пограничного слоя будет иной, так как здесь пар по параметрам торможения является переохлажденным и, следовательно, температура стенок будет ниже, чем температура насыщения (см. рис. 2-11). Образование пленок на поверхностях профилей связано как с тепловыми (конденсацией и испарением), так и с механическими процессами (падение капелек на омыаемую поверхность). Конденсация пара на сопловых и рабочих решетках играет незначительную роль в процессах образования пленок (см. § 2-5). Основная доля пленок возникает в результате оседания на поверхностях капелек влаги. При обтекании плоских поверхностей двухфазным потоком одновременно с образованием пленок происходит их ускорение под действием сил трения в пограничном слое двухфазного потока. Толщина пленок и их скорость движения зависят от скорости и вязкости паровой фазы (чисел Ma и Re) и расхода жидкости в пленках.

Экспериментальные исследования образования и движения пленок на плоской пластине, проведенные в МЭИ Л. А. Игнатьевской [Л. 47], показали (рис. 3-11), что толщина пленки δ даже при очень высоких на-

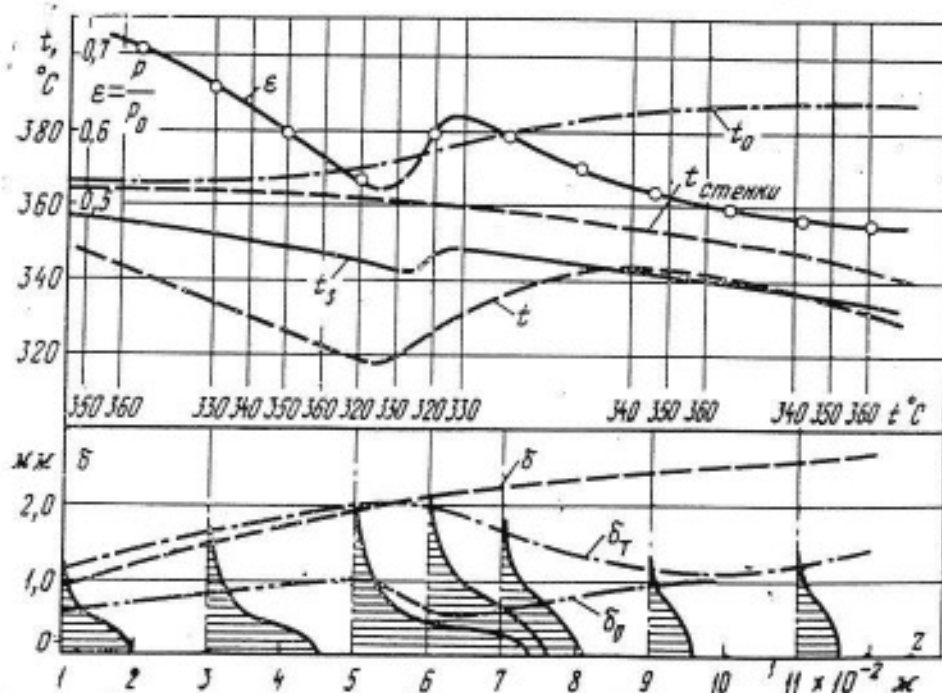


Рис. 3-10. Изменение основных параметров и толщины пограничного слоя вдоль сопла Лавала.

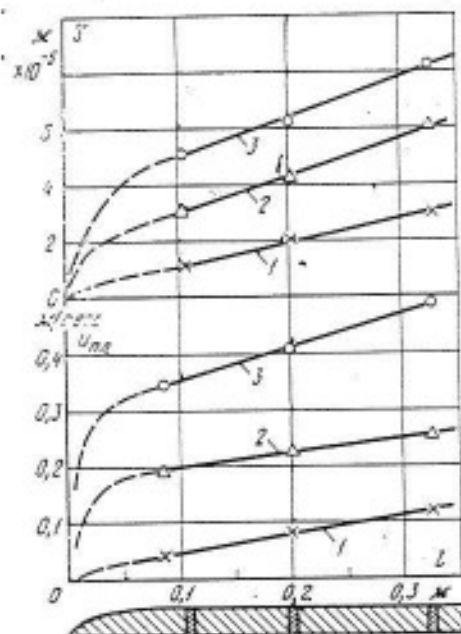


Рис. 3-11. Изменение толщины и скорости пленки вдоль поверхности плоской пластины при различной степени влажности.
 $c_1=250$ м/сек; $\rho_1=1,2$ кг/м³; 1 — $y_0=5\%$; 2 — $y_0=20\%$; 3 — $y_0=40\%$.

чальных степенях влажности ($y_0=40\%$) не превышает 0,1 мм, а среднерасходная скорость $u_{пл} \leq 0,5$ м/сек. Для замеров толщины пленок в трех сечениях пластины были установлены поверхностные емкостные датчики, а регистрация изменения толщины пленки была выведена на самописец, который фиксировал амплитуду колебаний поверхности пленок. Измерение расхода в пленке осуществлялось отсосом жидкости через щели с поверхности пластины в мерные пробирки. Начальная дисперсность среды определялась с помощью газового лазера по величине рассеянного света. Диаметры капель согласно измерениям составляли от 30 до 80 мкм. Давление за срезом канала равнялось примерно 0,7 кгс/см².

Режимы течения пленок зависят в основном от числа Re ($Re = u_{пл} \delta_2 / \nu_2 = m_2 / \mu_2$, где $m_2 = \rho_2 u_{пл} \delta_2$ — расход; ρ_2 — плотность жидкости; δ_2 — толщина пленки; $u_{пл}$ — среднерасходная скорость). В зависимости от величины Re наблюдаются три основных режима течения: 1) ламинарный со спокойной поверхностью раздела фаз ($Re \leq 50$); 2) ламинарный с волнистой поверхностью ($50 < Re < 300$); 3) турбулентный ($Re > 300$). Кроме того, при весьма малых толщинах пленки наблюдается ее распад на отдельные капли или струйки, что зависит от условий смачиваемости и обусловлено капиллярными силами. При больших толщинах пленок и значительных скоростях омывающего потока происходит отрыв гребней и унос потоком большей части жидкости. На рис. 3-12, а показана схема движения пленки по плоской поверхности под действием сил трения газовой фазы. Здесь же приводятся основные обозначения и приближенная номограмма различных режимов течения жидкости [Л. 224]. Для тонких пленок при ма-

лых скоростях газа наблюдается спокойное течение с гладкой поверхностью или с медленными волнами малой амплитуды (области I и II). С ростом скоростей и толщины пленок наблюдаются вначале переход к волновому движению (III), а в дальнейшем отрыв и разрушение пленок (IV). При весьма тонких слоях жидкости и больших скоростях газа обнаруживается часто разрыв сплошности движения пленки на отдельные струйки или капли (V).

На рис. 3-13 показаны некоторые характерные формы волнового движения тонких пленок воды и глицерина, полученные Д. Вурцем [Л. 224]. Рисунки 3-13, а и в соответствуют малым скоростям воздушного потока ($c_2 \approx 50$ м/сек) и большим расходам жидкости ($m \approx 0,35$ г/(см · сек)), а рис. 3-13, б и г — значительным скоростям воздуха ($c_2 \approx 300$ м/сек) и малым расходам. Температура воды и глицерина t составляла примерно 20 °С. Как видно на фотографиях, характер волн может быть самым разнообразным в зависимости от вязкости, расхода жидкости и скорости омывающего газа. Приведенные данные показывают, что для реальных значений скоростей пара ($c \approx 50-400$ м/сек) длина волн на поверхности воды колеблется от 0,5 до 3,5 мм, а толщина пленок составляет $\delta \approx 0,09-0,15$ мм. Фазовая скорость волн приблизительно в 2 раза превышает среднерасходную.

Сильное влияние на структуру двухфазного потока в турбинных решетках и на выбор методов расчета сепарационных устройств оказывают отрывные явления

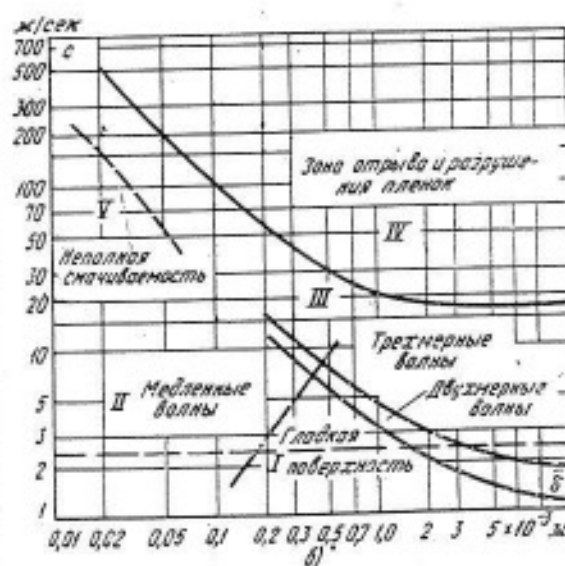
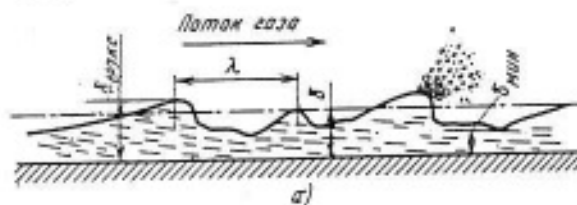


Рис. 3-12. Схема течения пленки (а) и зависимость режима течения от скорости газа (б).
 $\rho_1=1,2$ кг/м³; $t=20$ °С.

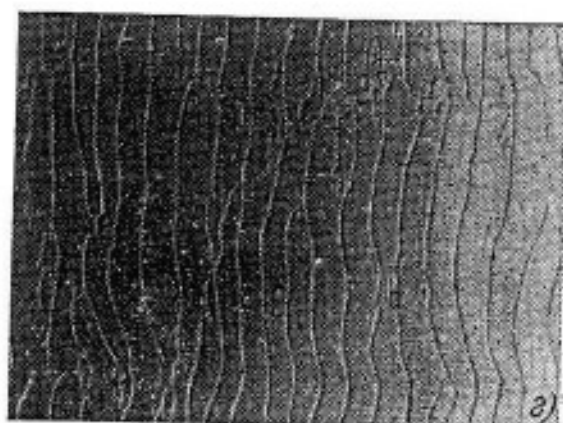
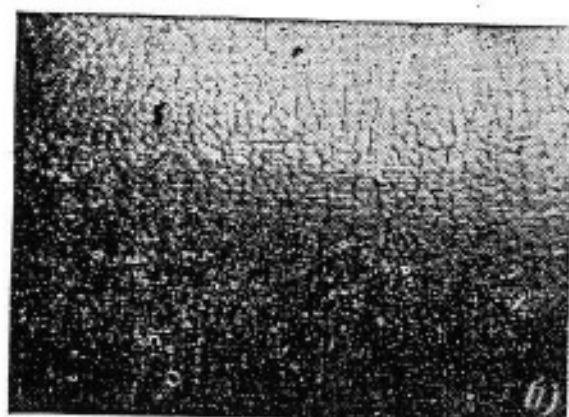


Рис. 3-13. Характерные формы движения жидких пленок под действием газа.

а — вода; $\epsilon=0,984$; $\dot{m}=0,38$ г/(см·сек); $t_{\text{ж}}=20^{\circ}\text{C}$; б — вода; $\epsilon=0,81$; $\dot{m}=0,22$ г/(см·сек); $t_{\text{ж}}=20^{\circ}\text{C}$; в — глицерин; $\epsilon=0,984$; $\dot{m}=0,34$ г/(см·сек); $t_{\text{жл}}=20^{\circ}\text{C}$; г — глицерин; $\epsilon=0,81$; $\dot{m}=0,041$ г/(см·сек); $t_{\text{жл}}=20^{\circ}\text{C}$ [Л. 224].

пленок и унос образовавшихся капель газовой фазой. Исследования показывают, что срыв капель с гребней волн происходит под действием аэродинамических сил (см. рис. 3-12), причем начало и интенсивность уноса жидкости определяются прежде всего скоростью газового потока и толщиной пленки. На рис. 3-14,а показано влияние скорости газового потока на унос жидкости с поверхности прямой пластины при двух значениях расхода жидкости через щель 0 [$q_{01}=50$ г/(см·мин) и $q_{02}=15$ г/(см·мин)]*. Количество остающейся на пластине жидкости измерялось методом отсоса пленки через щели 1—4. Как видно на графике, с ростом скоростей омывающего потока производная dq/ds_2 уменьшается, а абсолютное значение коэффициента уноса $\gamma=q_{01}/q_{02}$ увеличивается. Унос жидкости возрастает также с увеличением длины пластины (переход от сечения 1 к последующим дает значительный прирост γ), однако интенсивность этого роста постепенно снижается. Наиболее бурный рост коэффициента уноса γ наблюдается для данных параметров среды при скоростях воздуха $s_2 \approx 100$ м/сек. С уменьшением расхода q_0 , что соответствует утонению пленок, начало значительного уноса смещается в зону больших скоростей, однако интенсивность роста γ оказывается

более существенной, так что при скоростях $s_2 \approx 150-200$ м/сек коэффициенты γ для обоих расходов жидкости (q_{01}, q_{02}) становятся равными. Очевидно, что для тонких пленок (при малых расходах q_0) можно говорить о кризисном изменении коэффициента γ .

Аналогичные исследования были проведены ранее В. А. Чернухиным [Л. 130] и другими исследователями. В работе [Л. 224] предложена формула для расчета критического числа $Re_{\text{кр}}^{\text{пл}} = c_2 \delta_{\text{пл}} / \nu_2$, при котором наступает унос жидкости с поверхности пленки: $Re_{\text{кр}}^{\text{пл}} = 290 - 1,25 c_2$ (c_2 выражено в м/сек). Зависимость величины критического расхода $q_{\text{кр}}$, рассчитанной по этой формуле от скорости газа s_2 , дана на рис. 3-14,а. Кризисное изменение критического расхода $q_{\text{кр}}$ наблюдается в зоне скоростей 100—150 м/сек.

Результаты анализа опытных данных с учетом поверхностного напряжения трения между потоком газа и пленкой τ_0 показаны на рис. 3-15. Здесь же приведены критические значения расходных скоростей в пленке $(s_{\text{пл}})_{\text{кр}}$ и толщин пленки $\delta_{\text{кр}}$. Полученная зависимость еще более четко фиксирует неустойчивость пленки в области малых τ_0 ($3 \text{ кг/м}^2 \leq \tau_0 \leq 4 \text{ кг/м}^2$). В этой области незначительное изменение режимных параметров газового потока может привести к резкому изменению характеристик уноса жид-

* Опыты Ю. И. Абрамова.

кости и ее расхода в пленке. В зоне больших τ_0 (больше 8 кг/м^2) пленка значительно устойчивее. В работе Ю. И. Абрамова [Л. 4] на основании анализа размерностей выведена следующая формула, связывающая критический расход в пленке с напряжениями трения от газового потока τ_0 и физическими константами жидкости:

$$q_{кр} = K \mu_2 \frac{\sigma}{\tau_0} \quad (3-10)$$

где K — константа; μ_2 и σ — динамическая вязкость и поверхностное натяжение жидкости. При $K=63,5$ опытная зависимость $q_{кр}=f(\tau_0)$ (рис. 3-15) хорошо совпадает с зависимостью, рассчитанной по формуле (3-10).

В приведенных выше опытах проводились также измерения дисперсности жидкой фазы, сорванной с поверхности пленки. На рис. 3-14, б представлены функции распределения каплей по массе $m_i/\Sigma m_i = f(d_i)$, полученные в точке потока с координатами $x=130 \text{ мм}$ и $y=10 \text{ мм}$ при трех значениях скоростей газовой фазы (за начало координат выбрана точка подвода жидкости 0). С ростом числа Ma от 0,28 до 0,66 происходит уменьшение модального размера каплей от $80 \cdot 10^{-6}$ до $38 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Наблюдения показывают, что «сорванные» капли движутся в узком слое над поверхностью пленки, при-

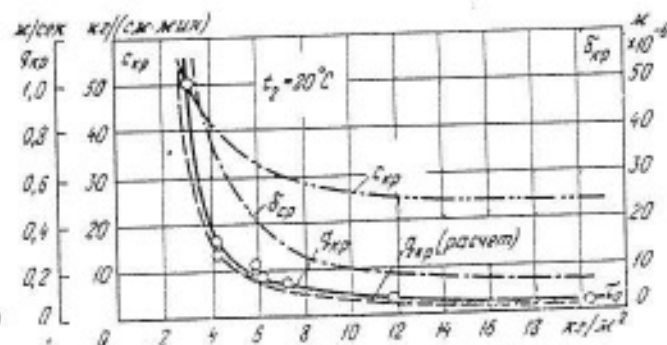


Рис. 3-15. Изменение критической скорости $c_{кр}$, толщины пленки $\delta_{кр}$ и критического расхода жидкости $q_{кр}$ в зависимости от поверхностного напряжения трения τ_0 .

чем с ростом скоростей высота подъема капель над пластиной увеличивается. При околозвуковых скоростях подъем капель в рассмотренных выше опытах составлял около 15–20 мм. Поперечное перемещение капель от стенки в ядро потока вызвано начальным импульсом от аэродинамической силы, а в дальнейшем — подъемной силой, возникающей в результате вращательного движения капель в градиентном потоке пограничного слоя (как следует из § 2-6, при $v = -c_2/c_1 < 1$ подъемная сила будет направлена вверх от стенки).

Рассмотренные в данном параграфе особенности движения двухфазных сред в пограничном слое и в пленке носят в значительной мере качественный характер, но могут быть использованы для анализа экспериментальных исследований решеток и ступеней турбин, а также для правильного выбора и расчета сепарационных устройств.

3-3. ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ КРУПНОДИСПЕРСНОЙ ВЛАГИ В НЕПОДВИЖНЫХ РЕШЕТКАХ

Как следует из § 3-1, расчет структуры двухфазного потока в решетках турбин является довольно сложной задачей. Особенно трудно поддаются расчету процессы взаимодействия капель с поверхностями лопаток и дробления пленок. В этой связи представляют интерес исследования структуры жидкой фазы в сечениях за выходными кромками лопаток, проведенные в МЭИ В. И. Глушковым с помощью специального зонда, используемого при небольших дозвуковых скоростях, принцип работы которого заключается в инерционном осаждении капель влаги на покрытую вязким маслом пластину. Конструкция зонда показана на рис. 3-16. Пластина 1, на которой осаждаются капли влаги, неподвижно закреплена в штанге 3, которая в свою очередь

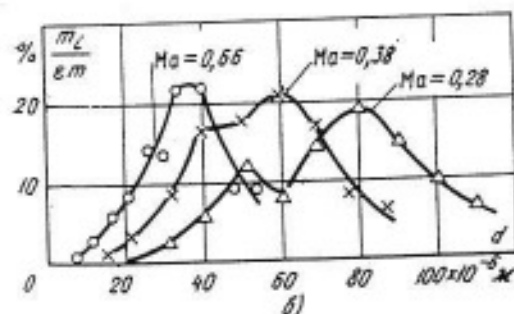
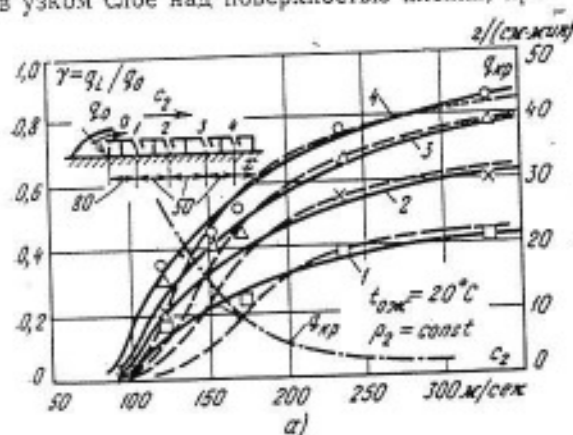


Рис. 3-14. Влияние скорости газового потока на унос жидкости с поверхности пленки (а) и изменение дисперсности «сорванных» частиц (б).

— $q_2=50 \text{ г/(см·мин)}$; — $q_2=15 \text{ г/(см·мин)}$; 0 — щель, через которую подается жидкость; 1–4 — щели, через которые отводится жидкость.

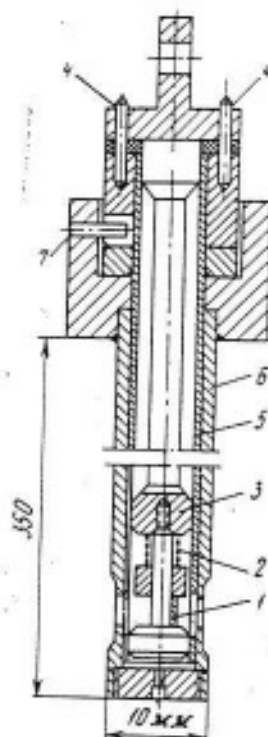


Рис. 3-16. Зонд для измерения дисперсности влаги.

1 — пластинка; 2 — пружина; 3 — штанга; 4 — штифты; 5 — трубка; 6 — гильза; 7 — ограничитель.

помещается в трубку 5, соединенную с гильзой 6 по скользящей посадке. В лобовой части зонда как в гильзе, так и в трубке соосно просверлены приемные отверстия диаметром 3,3 мм. Пластинка 1 ориентирована по нормали к оси приемного отверстия при помощи штифтов 4. Полученные отпечатки капель на пластине фотографировались под микроскопом. Последующая обработка экспериментальных данных позволила построить для каждой

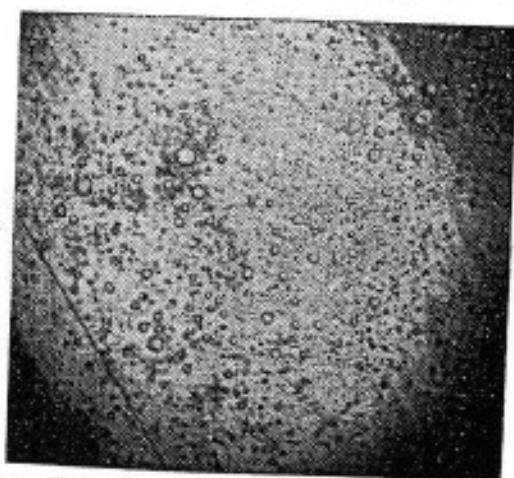


Рис. 3-17. Отпечатки частиц влаги на пластинке зонда, изображенного на рис. 3-16, при $y_0=6\%$, $Ma=0,57$.

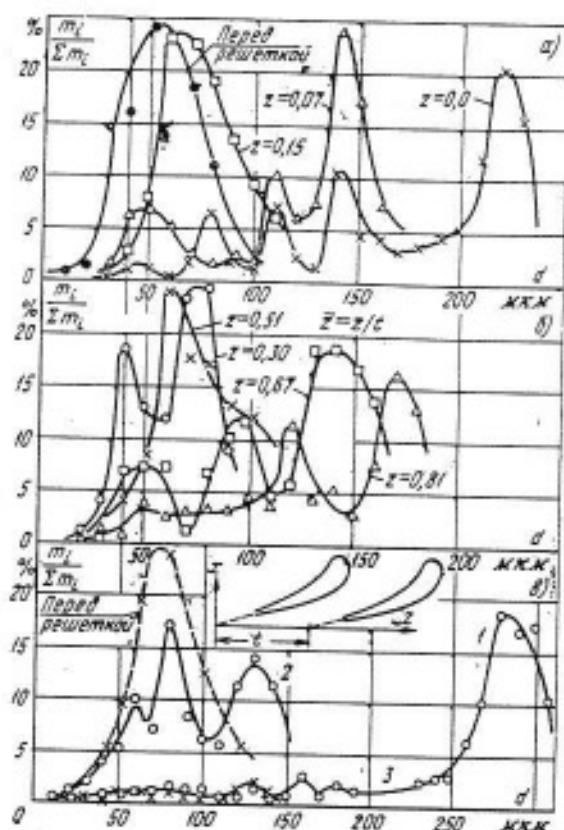


Рис. 3-18. Дисперсность влаги за сопловой решеткой.

а, б — зависимость $m_i/\Sigma m_i$ от диаметра капель по шагу сопловой решетки при $\bar{x}=x/t=0,1$; $y_0=2,5\%$, $\varepsilon=0,72$, $Re=7 \cdot 10^5$, профиль С-9012А; $\bar{t}=0,75$, $b=72,5$ мм; в — влияние кромочной сепарации влаги на дисперсность: 1 — без отсоса пленки; 2 — с отсосом пленки ($m_i/\Sigma m_i$); 3 — с отсосом пленки ($m_i/\Sigma m_i$); $y_0=4,5\%$, $\varepsilon=0,65$, $\bar{t}=0,75$, $x=5$ мм.

точки потока функции распределения массы и количества движущихся капель по их диаметрам, т. е. функции

$$m_i/\Sigma m_i = f(d_i) \text{ и } n_i/\Sigma n_i = f(d_i),$$

где m_i и n_i — масса и число капель i -го размера d_i ; Σm_i и Σn_i — суммарные масса и число всех капель.

В качестве примера на рис. 3-17 приведена фотография отпечатков капель на пластине, покрытой густым маслом. Обработка таких фотографий позволила построить необходимые функции распределения. Ниже приводятся экспериментальные исследования сопловых решеток в статических условиях. На рис. 3-18 даны зависимости $m_i/\Sigma m_i = f(d_i)$ в разных точках за выходными кромками сопловой решетки С-9012А ($\bar{t}=0,75$; $b=72,5$ мм; $\bar{x}=x/t=0,1$). На

входе перед решеткой массовый модалый размер капель составлял величину, несколько превосходящую 55 мкм. Начальная степень влажности составляла $y_0 = 2,5\%$. Из рис. 3-18, а и б видно, что во многих точках наблюдаются многопиковые характеристики. Это объясняется прежде всего наличием многих источников капель. К ним относятся зоны, где происходит отрыв пленок, дробление и отражение падающих капель и другие. Естественно, что в каждом случае появляются частицы характерного размера, величина которых должна зависеть от конкретных условий в месте их возникновения (скоростей пара и капель, толщины пленки, размеров падающих капель и углов их падения). Капли, имеющие различные размеры и различные скорости, получают неодинаковую закрутку в пограничном слое, направления и величины действующих на них подъемных сил неодинаковы. Вследствие этого капли движутся по различным траекториям, и в любом произвольно взятом объеме внутри канала и за решеткой в любой момент времени могут находиться частицы, возникшие в разных условиях. В зоне кромочного следа к указанным частицам добавляются еще капли, образовавшиеся при дроблении пленки, сходящей с выходной кромки лопатки. Эти капли оказываются наиболее крупными при $\bar{z}=0$ (рис. 3-18, а и б, кривая 1). Их диаметр достигает 200—300 мкм, поэтому они наиболее сильно влияют на экономичность ступени и эрозийный износ лопаток. Следует отметить существенное уменьшение размеров капель в кромочном следе при применении отсоса пленки через щель, расположенную в выходной кромке лопатки. На рис. 3-18, в показаны результаты исследований структуры двухфазного потока за решеткой при $\bar{z}=0$ с отсосом пленки и без него. При модалом размере капель на входе $d_m \approx 80$ мкм наиболее вероятный размер капель за кромкой составлял $d_m \approx 280$ мкм, в то время как в опытах с отсосом диаметр капель уменьшался до величины порядка $d_m \approx 100$ мкм.

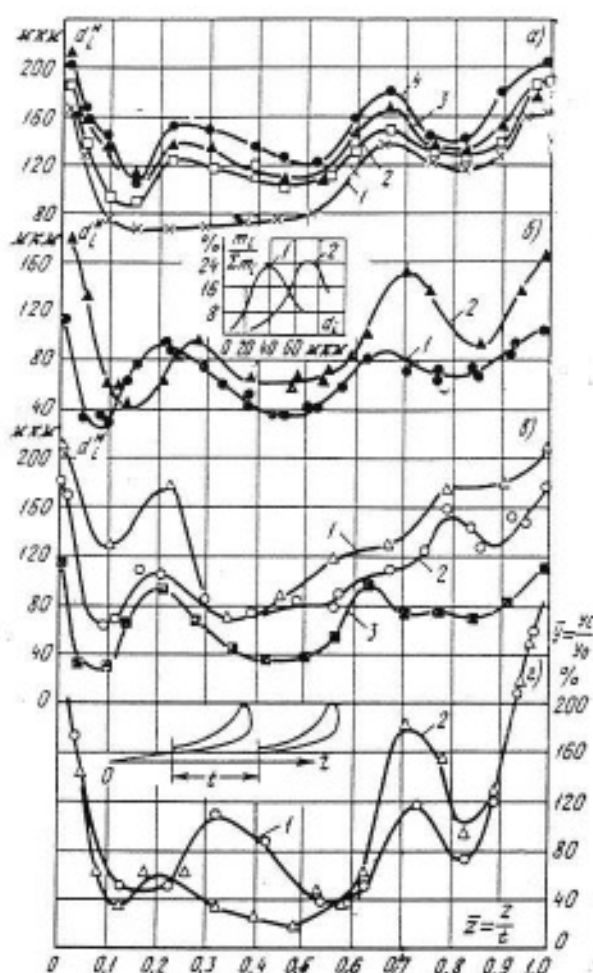


Рис. 3-19. Влияние режимных и геометрических параметров на дисперсность влаги за сопловой турбинной решеткой с профилем С-9012А.

а — влияние степени влажности: 1 — $y_0 = 1,2\%$; 2 — $y_0 = 3\%$; 3 — $y_0 = 4,3\%$; 4 — $y_0 = 7,2\%$ ($Re = 8 \cdot 10^4$; $\bar{t} = 0,75$; $d_0^M = 55-65$ мкм; $\alpha = 0,72$; $\alpha_1 = 12,5^\circ$);

б — влияние начальной дисперсности влаги: 1 — $d_0 = 40$ мкм; 2 — $d_0 = 65$ мкм ($Re = 5,3 \cdot 10^4$; $\bar{t} = 1,0$; $y_0 = 6\%$; $\alpha = 0,66$; $\alpha_1 = 12,5^\circ$);

в — влияние шага: 1 — $\bar{t} = 0,5$; 2 — $\bar{t} = 0,75$; 3 — $\bar{t} = 1,0$ ($y_0 = 6\%$; $Re = 5,2 \cdot 10^4$; $d_0^M = 55-65$ мкм);

г — изменение локальной влажности по шагу решетки: 1 — $\bar{t} = 1,0$, $\alpha_1 = 12,5^\circ$; 2 — $\bar{t} = 0,69$; $\alpha_1 = 17,5^\circ$ ($y_0 = 5,4\%$; $\alpha = 0,72$);

$d_0^M = 60$ мкм).

Определенный интерес представляют зависимости распределения расходного (среднемассового) диаметра d_m вдоль шага решетки при различных начальных влажностях и шагах решетки $d_m = [(\sum m_i d_i) / \sum m_i]$. На рис. 3-19, а представлены графики среднемассового диаметра d_m вдоль шага решетки при различных начальных степенях влажности. Максимальный размер капель, как уже отмечалось, обнаруживается в кромочном следе. При удалении от кромки вдоль оси z (рис. 3-18, а, б)

размер частиц начинает уменьшаться, хотя четкая по дисперсности граница кромочного следа наблюдается только со стороны спинки лопатки. Измерения показали также наличие промежуточного пика крупных капель в ядре потока на расстоянии $\bar{z} \approx 0,2 \div 0,35$ от кромочного следа со стороны спинки лопатки. Второй пик наблюдается при $\bar{z} \approx 0,65$, т. е. на линиях тока вблизи вогнутой поверхности лопатки. Возникновение крупнодисперсной влаги в ядре потока можно объяснить отрывом пленок с поверхностей лопатки и дроблением (рикошетированием) капель влаги при соприкосновении со смоченной поверхностью лопатки. В опытах обнаружен также рост среднего размера капель за решеткой при увеличении начальной влажности потока. Следует при этом отметить, что модальный размер капель перед решеткой оставался практически постоянным ($d_m \approx 55 \div 65$ мкм).

В общем случае для потока двухфазной среды за сопловым аппаратом при сравнительно низких давлениях ($p < 2$ кгс/см²) можно ввести следующую классификацию частиц по размерам:

1. Мелкие частицы с $d < 1$ мкм, которые проходят через канал, не соприкасаясь с поверхностями лопаток. Эти частицы могут либо находиться в потоке на входе в канал решетки, либо образовываться в пределах канала в результате конденсации пара. Скорость этих капель близка к скорости пара как по величине, так и по направлению.

2. Капли средних размеров $1 \text{ мкм} < d < 10 \text{ мкм}$, которые находились в потоке до решетки и по тем

или иным причинам не столкнулись с лопатками (велик шаг решетки, угол входа капль близок к углу выхода потока из решетки и т. д.). Такие капли движутся со скольжением, увеличивая средний угол выхода потока.

3. Наиболее крупные частицы, образующиеся в кромочном следе (размеры, скорость и дробление этих частиц рассматриваются более подробно в § 3-4).

4. Частицы, образовавшиеся в результате разрушения крупных капель в пределах канала из-за потери устойчивости (без контакта с поверхностями канала).

5. Частицы, образовавшиеся в результате отражения (рикошетирования) или «расплескивания» в поток части массы ударяющихся о поверхность профиля (о пленку) крупных капель.

6. Капли, образовавшиеся в результате отрыва и дробления пленки, текущей по поверхностям профиля. Среди этих капель наибольший интерес для исследования представляют капли, образовавшиеся в результате отрыва пленки с выпуклой поверхности профиля. Эти частицы, помимо больших размеров, имеют на выходе из канала больший, чем паровая фаза, угол α_{12} , что приближает их по отрицательному воздействию на к. п. д. и эрозию ступеней к частицам, движущимся в кромочном следе.

На рис. 3-20 показаны схема движения отдельных капель и пленок в канале сопловой решетки (номера на рис. 3-20 совпадают с номерами вышеприведенной классификации), а также взаимодействие капель с пленкой и отрыв последней с поверхностей лопаток. Очевидно, что и схема, и классификация являются в значительной степени условными. Действительно, отрыв пленок с разных точек поверхности профиля будет приводить к появлению в потоке капель разного среднего размера и различного направления. Точки отрыва пленок определяются прежде всего расходом в них жидкости, скоростью омывающего потока пара, начальной влажностью, дисперсностью и направлением движения

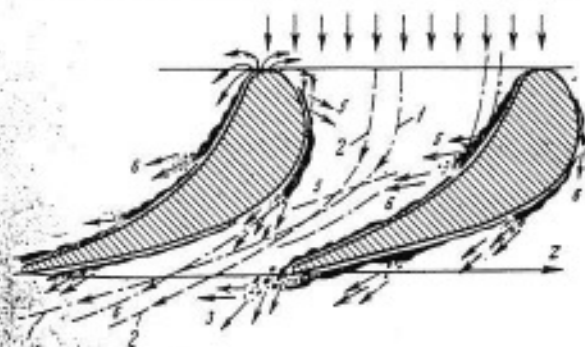


Рис. 3-20. Схема движения пленок и частиц влаги в канале сопловой решетки.

жидкой фазы. Процессы соударения капель с поверхностями пластин и отрыва пленок были рассмотрены в предыдущих параграфах этой главы.

Данные исследований позволяют объяснить наличие нескольких пиков в функциях распределения капель в различных точках за решеткой, а также наметить пути расчета распределения влажности вдоль шага решетки за выходными кромками лопаток.

Исследования решеток профилей С-9012А при двух различных начальных дисперсиях жидкой фазы обнаружили существенное влияние этого параметра на распределение модального диаметра капель за решеткой (рис. 3-19,б). С ростом начальной дисперсности наиболее значительный рост размера капель наблюдается за выходной кромкой и в линиях тока у вогнутой поверхности лопаток. Влияние шага решеток на дисперсность жидкой фазы за решеткой показано на рис. 3-19,в. С уменьшением шага обнаруживается рост дисперсности жидкой фракции практически во всех точках за решеткой. Таким образом, для уменьшения размеров частиц жидкости в проточной части турбин целесообразно выбирать увеличенные значения относительных шагов сопловых решеток.

Несомненный интерес представляют графики распределения влаги ($\bar{y} = y/y_0$) вдоль шага за решеткой (рис. 3-19,г). Местная расходная влажность двухфазного потока y определялась при помощи специального зонда (см. рис. 3-16) методом фиксации времени экспозиции пластины с помощью отметчика времени. Сопоставление расхода, измеренного по этому методу по крупнодисперсной влаге, с расходом, найденным по тепловому балансу, показало, что максимальная погрешность эксперимента составляет около 10%. В этих опытах также обнаружено два пика повышенных расходов, что объясняется теми же явлениями, которые вызвали появление крупных капель в ядре потока. Особенность данных графиков заключается в том, что

они убедительно подчеркивают необходимость учета отрыва пленки дробления капель в расчетах движения влаги за решеткой. Так как влага перед решеткой крупнодисперсная (среднемассовый диаметр капель $d_{m0} \approx 60$ мкм), теоретически вся влага должна была бы отсепарироваться на поверхности лопаток и в дальнейшем сконцентрироваться вблизи выходной кромки. Если бы это имело место в реальных турбинах, то значительно упростался бы расчет траекторий капель как в каналах, так и в пространстве за решеткой. Это давало бы возможность вплотную подойти к строгому решению задачи определения потерь энергии в сопловой решетке и турбинной ступени в целом, задаче антиэрозионной защиты рабочих лопаток и т. д. Однако из опытов следует, что при больших скоростях пара на поверхностях лопаток у выходной кромки остается лишь небольшая часть жидкости (20—30%), а остальная часть возвращается в поток из-за вязкостного силового взаимодействия пленки с паром и разрушения пленки под действием ударного импульса падающих капель. Отсюда следует, что определение структуры влажного пара только на основе расчетов траектории движения первичной капельной влаги лишено смысла и может в ряде случаев привести к принципиально неверным результатам.

Следует также отметить, что приведенные выше результаты экспериментальных исследований структуры потока за сопловой решеткой не могут быть непосредственно использованы в расчетах многоступенчатых натуральных турбин. В промежуточных ступенях турбин дисперсность влаги меньше, чем в описанных выше опытах, и рассогласования скоростей пара и капель по величине и направлению будут в общем случае иными (см. рис. 3-1). Поэтому разобранные исследования иллюстрируют в основном качественные характеристики двухфазного потока. Для определения количественных соотношений необходимо рассчитать движение капель в каналах решеток, их взаи-

модействие с пленкой, движущейся по поверхности лопаток, установить долю влаги, оставшуюся в пленке и срывающуюся в поток пара, рассчитать движение капель, образовавшихся в результате уноса, и их дробление, определить размеры капель в кромочном следе, их ускорение и время устойчивого движения до дробления на более мелкие капли.

3-4. ДВИЖЕНИЕ И ДРОБЛЕНИЕ КАПЕЛЬ В КРОМОЧНОМ СЛЕДЕ РЕШЕТОК

Как следует из § 3-3, наиболее крупные капли образуются в кромочном следе решеток. Эти капли обладают малыми скоростями по сравнению со скоростью пара и, следовательно, попадают на рабочие лопатки с большими углами атаки. Таким образом, их отрицательное воздействие на экономичность турбин и эрозионный износ лопаток оказывается определяющим.

На рис. 3-21 показана фотография дробления пленки, сходящей с прямой пластины [Л. 206]. Сразу же за выходной кромкой происходит дробление пленки на крупные

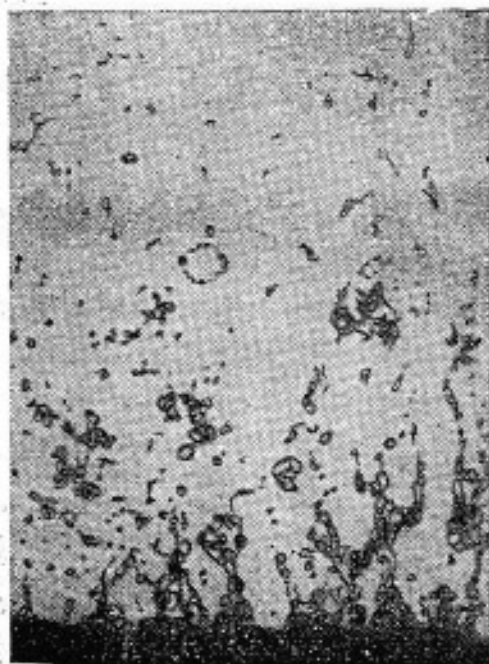


Рис. 3-21. Картина разрушения пленки влаги за кромкой прямой пластины.

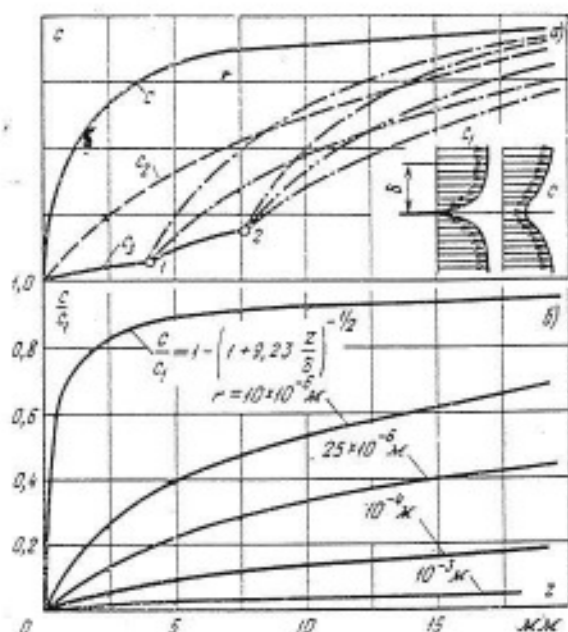


Рис. 3-22. Изменение скоростей движения двухфазного потока в кромочном следе.

а — схема изменения скоростей пара и частиц влаги; б — расчетные кривые изменения относительной скорости потока за кромкой ($\rho = 0.1 \text{ кг/см}^3$; $c_1 = 380 \text{ м/сек}$; $\rho_1 = 0.068 \text{ кг/м}^3$; $\delta = 6.5 \cdot 10^{-2} \text{ м}$; $\sigma = 0.0069 \text{ кгс/м}^2$; $\mu = 10^{-6} \text{ кг/(м} \cdot \text{сек)}$).

капли, которые в процессе дальнейшего движения разделяются на более мелкие и ускоряются потоком пара. Характер дробления пленки, форма и размеры образующихся капель и их ускорение определяются формой и толщиной выходной кромки, распределением скоростей паровой фазы в пограничном слое и кромочном следе, толщиной и структурой движущейся пленки. В первый момент дробления пленки можно отметить три типа образующихся капель:

1. Крупные бесформенные сгустки, дробящиеся на шарообразные капли различного размера.

2. Капли больших размеров, превышающих критическую величину. Эти капли через определенный промежуток времени дробятся на вторичные, более мелкие.

3. Мелкие шарообразные капли, неразрушающиеся при дальнейшем ускорении в кромочном следе.

На рис. 3-22, а схематично показано изменение скорости потока c в кромочном следе и скорости неустойчивых крупных сгустков жидкости c_3 (или неустойчивых крупных капель). Через c_1 обозначена скорость пара в ядре потока. Круп-

ные сгустки влаги дробятся на капли разного размера в точке 1. Далее крупные капли вновь разрушаются в точке 2. Надо, однако, отметить, что образующиеся в кромочных следах капли не только дробятся и ускоряются потоком пара, но и приобретают вращательное движение. Это в свою очередь создает дополнительную подъемную силу, действующую на капли в поперечном направлении. Таким образом, капли как бы выталкиваются из кромочного следа в ядро потока и движутся по сложным криволинейным траекториям.

Для расчета движения влаги во вращающихся рабочих решетках необходимо определить граничные условия перед решеткой, т. е. рассчитать скорости и размеры капель. Для этого необходимо знать критические размеры капель, время их разрушения, размеры образующихся вторичных капель и законы их ускорения в зазоре между сопловыми и рабочими решетками.

Скорость пара в кромочном следе может быть подсчитана по формулам, приведенным в § 2-7. Минимальная скорость c вдоль оси следа аппроксимируется приближенной формулой [Л. 206]

$$c/c_1 = 1 - (1 + 9,23z/\delta)^{-0,5}, \quad (3-11)$$

где c_1 — скорость пара в ядре потока (в зазоре она считается постоянной); δ — толщина пограничного слоя у выходной кромки; z — координата вдоль направления потока.

Уравнение движения некоторой осредненной капли радиуса r может быть записано в виде

$$c_2 \frac{dc_2}{dz} - \frac{1}{\tau_x} (c - c_2)^n, \quad (3-12)$$

где

$$\tau_x = \frac{2}{9} \frac{\rho_2 r^2}{\mu_1};$$

$$n = 1 \left(\text{при } Re < 1; \Psi = \frac{24}{Re} \right);$$

$$\tau_x = \frac{2}{9} \sqrt{\frac{r^2 \rho_2^2}{\mu_1 \rho_1}};$$

$$n = 1,5 \left(\text{при } Re > 1; \Psi = \frac{12}{\sqrt{Re}} \right).$$

На рис. 3-22,б представлены результаты расчетов, выполненных по формулам (3-11) и (3-12). В качестве исходных были выбраны следующие параметры: $\rho = 0,1 \text{ кгс/см}^2$, $\rho_1 = 0,068 \text{ кг/м}^3$; $c_1 = 380 \text{ м/сек}$; $\delta = 6,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $\mu_1 = 10^{-5} \text{ кг/(м·сек)}$. Как видно из графиков, крупные капли ($r > 10 \cdot 10^{-6} \text{ м}$) ускоряются потоком пара весьма медленно и попадают на рабочие лопатки с большими углами атаки. В расчетах форма капли принималась сферической, а ее размер — превышающим длину свободного пробега молекул. Для сильно разреженного газа и мелких капель в коэффициент сопротивления Ψ должна быть внесена поправка $\Psi = \Psi(1 + 2,53Kn)^{-1}$ (Kn — критерий Кнудсена).

Приведенные на рис. 3-22,б кривые не учитывают процессов дробления и коагуляции отдельных капель, т. е. размеры капель предполагаются известными и неизменными во время их движения. В действительности крупные капли при определенных условиях разрушаются, а мелкие, ускоряясь быстрее, чем крупные, могут догонять последние и сливаться с ними.

В работах многих авторов приводятся так называемые критические значения чисел Вебера We_* ($We_* = 2\rho_1 \Delta c^2 r_*/\sigma$), при которых все крупные капли дробятся потоком. Часто указываются минимальные (при которых распадается примерно 10% капель) и максимальные (при которых все крупные капли раздробляются) значения критерия Вебера. Значительный разброс полученных значений We_* (в опытах обнаружен диапазон изменения We_* от 3 до 45) объясняется не только различиями в точности и методике экспериментов, но и влиянием ряда других факторов. В частности, в работе [Л. 205] отмечена зависимость критического числа Вебера от числа устойчивости $\Gamma = \mu_2^2 / 2r\rho_2\sigma$. Как видно из рис. 3-23,а, в широком диапазоне Γ (от 10^{-6} до 10^{-2}) значение We_* меняется незначительно ($We_* = 10-15$), и лишь при больших Γ наблюдается существенный рост We_* . Таким образом,

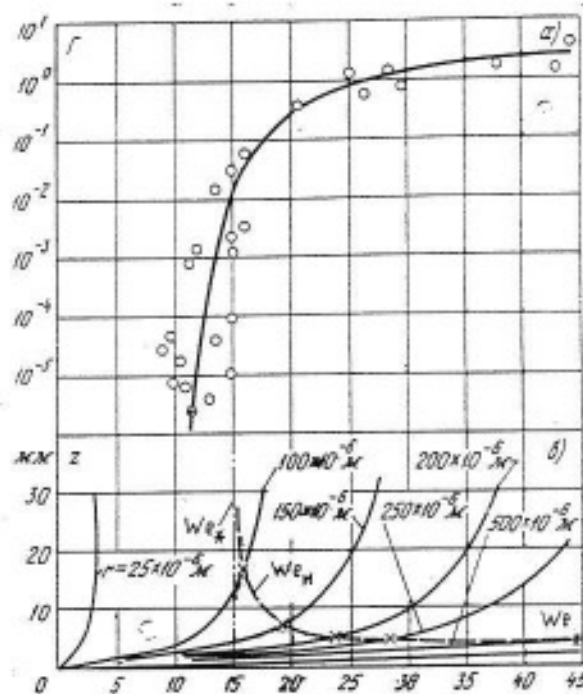


Рис. 3-23. Зависимость критического числа Вебера от числа устойчивости (а) и осевого расстояния и размера частиц (б).

для маловязких жидкостей и крупных капель величина We_k может быть принята постоянной, равной примерно 15.

Существуют и другие расчетные зависимости. Например, Хансен [Л. 171] предложена формула для расчета критического размера капли, определяемого произведением критериев Вебера и Рейнольдса:

$$(We Re)_{кр} = 8 \cdot 10^3. \quad (3-13)$$

Немаловажную роль в процессах дробления капель играет «тепловая устойчивость», связанная с вскипанием капель, перегретых по отношению к окружающей среде. Находясь в потоке расширяющегося пара, жидкие частицы попадают в зоны с пониженным давлением и температурой. Выравнивание давления внутри капли происходит со скоростью распространения малых возмущений в жидкости, т. е. практически мгновенно. Выравнивание же температуры внутри капли происходит с определенной степенью инерции, зависящей от размера капли, градиентов скоростей, теплофизических свойств среды и других параметров. На рис. 3-24 приведены зависимости, по которым можно

рассчитать скорости выравнивания температуры внутри капель различного размера. Предполагалось, что капли радиусом r , имеющие начальную постоянную по радиусу температуру T_0 , мгновенно попадают в среду с температурой T_c . Кривые графика на рис. 3-24 дают значения коэффициента K , необходимого для расчета средней по объему капли температуры $\bar{T} = K(T_0 - T_c) + T_c$, которую приобретают капли за время пребывания τ в среде с температурой T_c . Следует отметить, что выравнивание температур в центре капли (по отношению к температуре окружающей среды) будет протекать более медленно. В качестве критерия, определяющего «тепловую устойчивость» капель, может быть выбрано число кавитации

$$K = \frac{p - p_s}{\rho c^2/2}, \quad (3-14)$$

где p и c — характерные величины давления и скорости; p_s — давление насыщенного пара жидкости при данной температуре.

Критерием тепловой устойчивости может служить также отношение температур $(\bar{T} - T_s)/T_s$ ($\bar{T}$ — средняя температура капли, а T_s — температура насыщения при данном давлении в капле).

Отмеченные выше условия существования капелек жидкости сами по себе еще не дают возможности определить ни вторичный продукт распада, ни момент времени (или координаты), когда (или

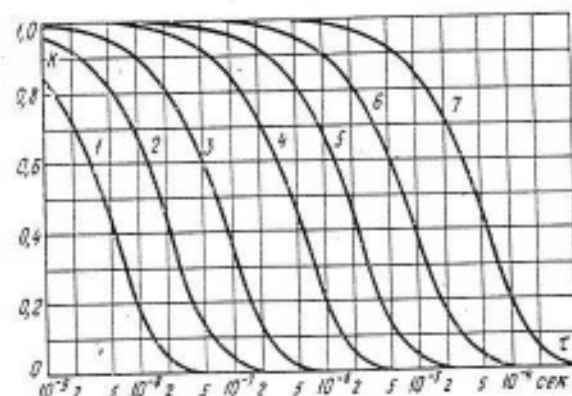


Рис. 3-24. Изменение коэффициента температуры капли во времени.

1 — $r_k = 1 \cdot 10^{-7}$ м; 2 — $r_k = 2 \cdot 10^{-7}$ м; 3 — $r_k = 4 \cdot 10^{-7}$ м; 4 — $r_k = 10^{-6}$ м; 5 — $r_k = 2 \cdot 10^{-6}$ м; 6 — $r_k = 4 \cdot 10^{-6}$ м; 7 — $r_k = 1 \cdot 10^{-5}$ м.

где) произойдет разрушение капля. Действительно, даже в том случае, когда размер капель превышает критический, необходимо определенное время для разрыва частиц жидкости. В то же время для расчета ступеней турбины важно знать истинный размер капель перед входными кромками рабочих лопаток и, следовательно, нужно не только изучить законы ускорения капель, но и определить время их разрушения в зазоре между сопловыми и рабочими решетками. Следует отметить, что данный вопрос в настоящее время изучен весьма слабо. Это объясняется отсутствием необходимых экспериментальных исследований и тем, что пока не создана достаточно убедительная и простая схема разрушения капель. Критерильный анализ опытных данных [Л. 78, 127] дает следующую формулу для расчета времени начала разрушения капли (формула Рэлея):

$$\tau = \pi \sqrt{\frac{r^3 \rho_2}{2\sigma}} \quad (3-15)$$

Если воспользоваться уравнением движения капли (3-13) и формулой (3-15), то можно определить место разрушения крупных, неустойчивых капель и соответственно максимальные значения чисел Вебера We_m . На рис. 3-23, б приведены расчетные значения чисел We в зависимости от осевого зазора в турбинной ступени для различных значений размеров капель. В качестве исходных данных для расчета были приняты те же параметры и скорости, что и в ранее рассмотренном примере (см. рис. 3-22, б). На рис. 3-23, б видно, что для принятого критического числа $We_{*}=15$, определяющего начало колебательного процесса, при зазоре $z < 15$ мм неустойчивыми являются капли радиусом $r > 10^{-4}$ м. Максимальные же значения числа We_m , при которых происходит разрушение капель, существенно зависят от размера капель. Так, для капель радиусом $r = 100 \times 10^{-6}$ м $We_m = 16$, а при $r = 500 \times 10^{-6}$ м $We_m \approx 45$. Это объясняется

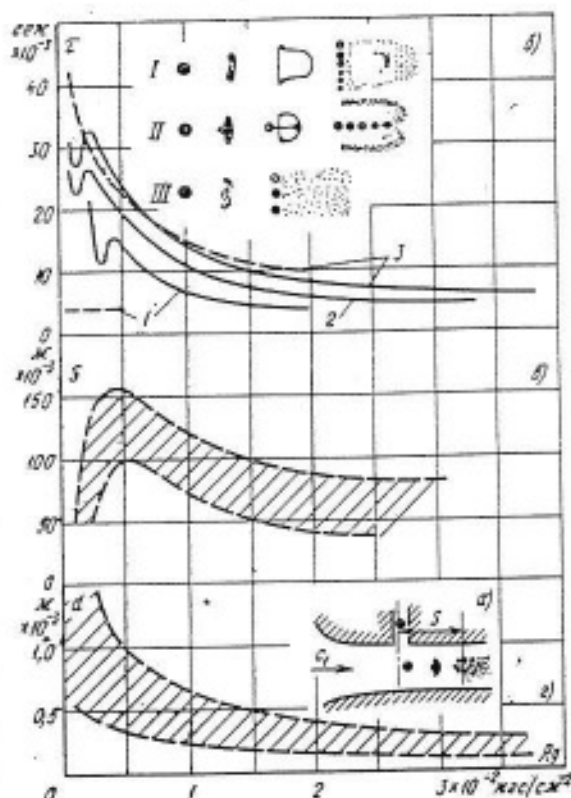


Рис. 3-25. Разрушение частиц жидкости под действием газового потока.

а — схема эксперимента; б — время разрушения каплей в зависимости от динамического напора, формы деформации и распада капель; 1 — $d_k = 1,2$ мм; $t_2 = 33,8^\circ\text{C}$; $t_1 = 66,6^\circ\text{C}$; 2 — $d_k = 4$ мм; $t_2 = 98,2^\circ\text{C}$; $t_1 = 105,5^\circ\text{C}$; 3 — $d_k = 4$ мм; $t_2 = 29,4^\circ\text{C}$; $t_1 = 67,2^\circ\text{C}$; $\rho_1 = 0,14$ кгс/см³; в — зона изменения пути до разрушения каплей; г — значения модалых диаметров вторичных капель d [$d = 1,2-4$ мм; $\rho_1 = (1,4-9,6) \cdot 10^4$ м/м²; $t_2 = 29-98^\circ\text{C}$; $t_1 = 66-199^\circ\text{C}$].

тем, что, хотя крупные капли и требуют большего времени на разрушение, их скорости остаются в процессе движения в кромочном следе малыми, а время пребывания в потоке — значительным. Учитывая также быстрый рост разности скоростей $\Delta c = c - c_2$ для таких капель, получаем высокие значения чисел We_m .

Экспериментальные исследования показывают, что время разрушения капель зависит не только от параметров, входящих в формулу (3-15) (r , ρ_2 , σ), но и от других факторов, в частности от начального или среднего динамического напора $p_d = \rho_1 \Delta c^2 / 2$ и начальной разности температур капель пара. На рис. 3-25 показаны результаты экспериментального исследования времени разрушения τ одиночных капель в потоке водяного пара, по-

лученные Г. Хеслером [Л. 171]. Капли под действием сил тяжести падали в проточную часть канала (рис. 3-25, а), где происходило их ускорение и разрушение. Диаметр капель в опытах изменялся от 4 до 1,2 мм, динамический напор p_d — от 150 до 4 000 н/м², статическое давление в канале — от $1,4 \cdot 10^4$ до $9,6 \cdot 10^4$ н/м², а температура капель — от 30 до 90 °С. При начальном динамическом напоре $p_d \approx 10^3$ н/м² время разрушения крупной капли ($r \approx 4 \cdot 10^{-3}$ м) составляет примерно $12 \cdot 10^{-3}$ сек. При меньших значениях напора наблюдается интенсивный рост τ , а при больших напорах происходит уменьшение τ , но весьма медленное. С ростом температуры капли по отношению к температуре окружающего пара наблюдается уменьшение времени разрушения τ . В приведенных выше исследованиях измерялся также путь до места разрушения капель S и размеры вторичных капель. Эти результаты представлены на рис. 3-5, в и г. С ростом динамического напора (или скорости омывающего потока пара) происходит уменьшение размеров d вторичных капель и пути S . Однако при весьма низких напорах вновь наблюдается снижение пути S от возникновения капли до ее разрушения.

Сопоставление экспериментальных данных о времени разрушения капель τ и расчетных значений τ_1 , полученных по формуле (3-15), не дает желаемого совпадения. Более того, при использовании формулы (3-15) изменение температуры капли приводит к результату, противоположному тому, который получен в эксперименте. Достаточно хорошее совпадение расчета и опыта наблюдается для мелких первичных капель ($d < 1$ мм) — при больших динамических напорах, $p_d > 1 500$ н/м², для крупных капель ($d > 3$ мм) — при низких напорах, $p_d < 1 000$ н/м².

Для расчета времени разрушения τ можно воспользоваться формулой, учитывающей влияние динамического напора:

$$\tau = K \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1/2} \frac{d}{\Delta c}, \quad (3-15a)$$

где $K \approx 5,0$ — константа; Δc — относительная скорость ($\Delta c = c_1 - c_2$); d — диаметр первичной капли.

На рис. 3-25 для условий эксперимента, при которых получена кривая 3, пунктиром проведена расчетная кривая по формуле (3-15, а). Для других условий эксперимента совпадение с расчетом хуже. Формула (3-15, а) практически не учитывает температуры жидкой фазы, что также является существенным ее недостатком.

Формы разрушения капель, наблюдаемые в экспериментах, весьма разнообразны. На рис. 3-25, б показаны три возможные формы (I—III).

Структура деформации и распада капель определяется прежде всего размером капель, динамическим напором и разностью температур жидкости и насыщения. Наиболее характерным для крупных капель является процесс деформации и разрушения, представленный на рис. 3-26. В начальный момент времени капля приобретает «чечевицеобразную» форму (рис. 3-26, а). В дальнейшем капля деформируется и принимает вид купола. Наиболее часто наблюдаемая разновидность купола — «грибовидная» форма (рис. 3-26, б). При некоторых критических размерах пленка купола разрывается (рис. 3-26, в), и одновременно образуется большое число мелких капель (рис. 3-26, г). Ножка «гриба» рарушается несколько позже, причем размер вторичных капель оказывается большим, чем при разрушении пленки купола. Следует отметить большую, первоначальную поперечную скорость вторичных капель, приводящую к значительному проникновению образовавшихся мелких капель в ядро потока и быстрому их ускорению. Если разрушение капель происходит вблизи от входных кромок рабочих лопаток, то скорости и углы натекания капель на поверхность лопаток будут весьма разнообразными в зависимости от того, в каком месте произошел «взрыв» крупной капли.

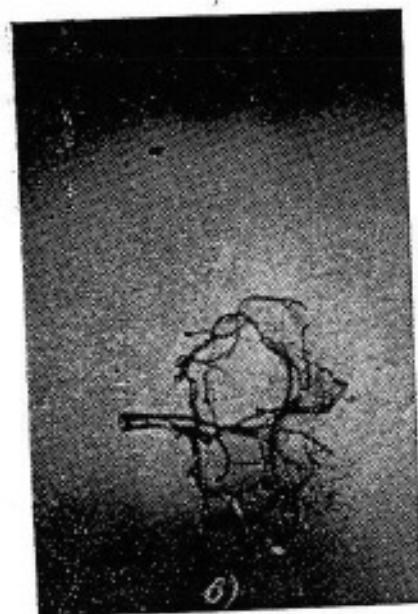
Функции распределения вторичных капель оказываются различными и зависят от формы разрушения первичных капель и от параметров



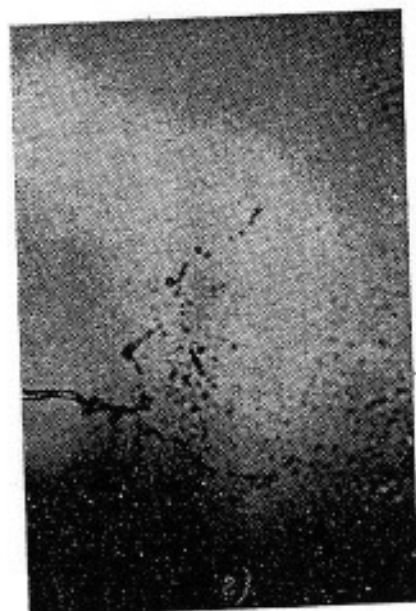
a)



b)



c)



d)

Рис. 3-26. Картина разрушения капли воды диаметром 4 мм (скорость воздуха $c_1 = 210$ м/сек; частота киносъемки 10 000 кадров/сек) [Л. 171].

потока. В первом приближении для расчетов можно воспользоваться нормальным законом распределения Гаусса:

$$\frac{m}{m_m} = \exp[-n(d/d_m - 1)^2],$$

где m_m — масса капель модального диаметра d_m .

Эта зависимость может быть с достаточной точностью использована для определения спектра вторичных капель после соударения первичной капли с твердой поверхностью.

3-5. ДВИЖЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК ЖИДКОСТИ В ПОЛЕ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ СИЛ

Капли влаги, соприкасающиеся с поверхностью вращающихся рабочих лопаток, частично дробятся, рикошетируют и уносятся потоком пара. Некоторая доля влаги остается на поверхности профиля и движется по ней в виде пленки или отдельных струек. От характера движения пленок и скоростей влаги в них в существенной мере зависят структура двухфазной среды за рабочей решеткой и количество отсепарированной жидкости в камерах над вращающимися лопатками.

Ниже приводятся теоретические и экспериментальные исследования движения ча-

частоту вращения от 0 до 8000 об/мин. Вода подавалась в специальную проточку в центре диска, откуда центробежными силами выдавливалась на поверхность диска через круглые отверстия, оси которых перпендикулярны к поверхности. Таким образом, движение воды было струйным. При этом начальную скорость частиц воды относительно осей, лежащих в плоскости диска, можно считать равной нулю.

При диаметрах отверстий, больших $d = 0,25 + 0,30$ мм, струйки имеют форму расходящегося криволинейного клина. Угол расхождения границ струйки α увеличивается с увеличением диаметра отверстия. При увеличении угловой скорости диска ω струйка смещается в направлении вращения, причем это смещение будет тем больше, чем больше диаметр отверстия. Когда диаметр отверстия приближается к величине $d \approx 0,2$ мм, угол расхождения границ струйки становится незначительным, и тогда можно считать, что траектории движения различных частиц воды будут одинаковыми. Это замечание нужно иметь в виду, так как в теоретическом исследовании движения струйки нами была использована дискретная модель, т. е. изучалось движение отдельного элемента струйки, а за основу брались уравнения движения материальной точки.

Задача о движении материальной точки по вращающемуся диску сводится к решению системы двух дифференциальных уравнений второго порядка:

$$\begin{cases} \ddot{x} - 2\omega \dot{y} - \omega^2 x + F_{\tau p}(x/v) = 0; \\ \ddot{y} + 2\omega \dot{x} - \omega^2 y + F_{\tau p}(y/v) = 0. \end{cases} \quad (3-17)$$

Здесь x, y — декартовы оси в плоскости диска; $\dot{x}, \dot{y}, \ddot{x}, \ddot{y}$ — соответственно проекции скорости и ускорения; $v = \sqrt{(\dot{x})^2 + (\dot{y})^2}$ — скорость точки относительно диска; $\omega = \pi n/30$ — угловая скорость; $F_{\tau p}$ — сила взаимодействия (сила трения) точки с диском, отнесенная к массе точки.

В специальном эксперименте исследовалось влияние воздуха на движение воды. С этой целью диск накрывался крышкой из плексигласа, а пространство между крышкой и диском разделялось перегородками на четыре сектора. Было установлено, что форма траекторий при подобном изменении условий над поверхностью диска не меняется, что позволило пренебречь взаимодействием воздуха со струйкой.

Решение системы (3-17) в замкнутой форме возможно только в двух случаях: 1) $F_{\tau p} = 0$ [Л. 194]; 2) $F_{\tau p} = av$, где $a = \text{const}$ [Л. 63].

Эти решения имеют следующий вид:

1) при $F_{\tau p} = 0$

$$\begin{cases} x = [x_0 + (\dot{x}_0 - \omega y_0) t] \cos \omega t + \\ + [y_0 + (\dot{y}_0 + \omega x_0) t] \sin \omega t; \\ y = [y_0 + (\dot{y}_0 + \omega x_0) t] \cos \omega t - \\ - [x_0 + (\dot{x}_0 - \omega y_0) t] \sin \omega t; \end{cases} \quad (3-18)$$

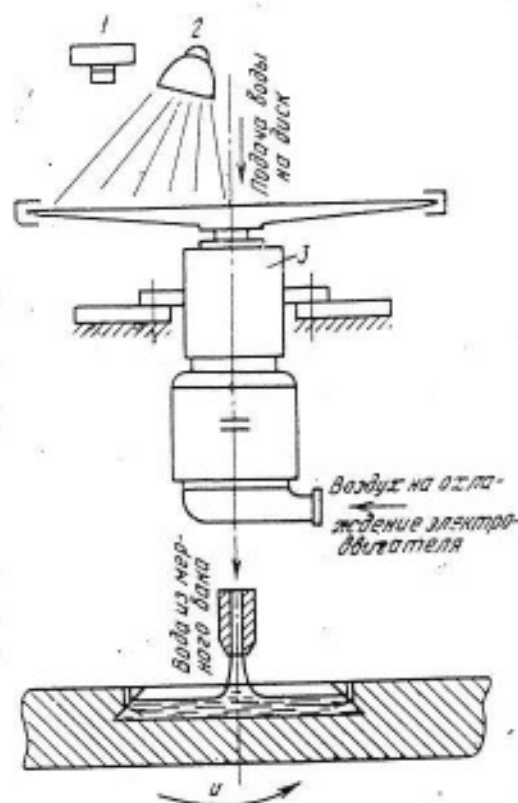


Рис. 3-28. Схема установки для исследования движения жидкости в поле центробежных сил.

1 — фотоаппарат; 2 — импульсная лампа; 3 — электродвигатель.

2) при $F_{\tau p} = av$

$$\begin{cases} x = e^{\alpha_1 t} (C_1 \cos \beta_1 t + C_2 \sin \beta_1 t) + \\ + e^{\alpha_2 t} (C_3 \cos \beta_2 t + C_4 \sin \beta_2 t); \\ y = e^{\alpha_1 t} (C_2 \cos \beta_1 t - C_1 \sin \beta_1 t) + \\ + e^{\alpha_2 t} (C_4 \cos \beta_2 t - C_3 \sin \beta_2 t), \end{cases} \quad (3-19)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$ — величины, зависящие от ω и a , а C_1, C_2, C_3, C_4 — постоянные, определяемые из начальных условий.

Рассмотрим движение струйки воды, ширина которой не изменяется. Это условие выполняется, когда диаметр отверстия d меньше 0,25 мм. Пусть положение элемента струйки длиной dS определяется криволинейной координатой S (S — длина траектории от начала отсчета до элемента dS). Так как ширина струйки b принята постоянной, то из равенства расходов во всех поперечных сечениях следует, что $h = G/(vb)$, где v — средняя скорость в поперечном сечении; G — расход жидкости через отверстие в диске.

Будем считать, что поперечное сечение струйки имеет форму прямоугольника. Тогда масса выделенного элемента $dm = \rho b h dS$ (ρ — плотность воды). Будем считать, что касательные напряжения между струйкой и диском определяются как $\tau = \rho \gamma v$ (здесь γ — постоянный коэффициент). Таким образом, мы применяем зависимость, которая чаще всего используется при определении характера взаимодействия жидкости с поверхностью, по которой она движется. Тогда

да сила, приложенная к рассматриваемому элементу,

$$dF_{\tau p} = \tau b dS = \gamma b \rho v dS.$$

Найдем силу трения, отнесенную к массе элемента:

$$F_{\tau p} = \frac{dF_{\tau p}}{dm} = \frac{\gamma v}{h} = \rho \frac{\gamma b}{G} v^2 = K_v v^2. \quad (3-20)$$

Кроме рассмотренных выше формул для расчета сил трения по условиям (3-18) — (3-20), в теоретических расчетах для исследования взаимодействия струйки с диском была использована также теория пограничного слоя. Как известно [Л. 81], касательные напряжения на поверхности пластин, обтекаемых продольным потоком жидкости с ламинарным пограничным слоем, определяются как

$$\tau_x = K_d \rho v_\infty^2 (Re_x)^{-1/2}, \quad (3-21)$$

где K_d — постоянный коэффициент; при обтекании пластины бесконечным потоком $K_d = 0,332$ (в рассматриваемой задаче этот коэффициент определялся экспериментально); v_∞ — скорость потока на достаточном удалении от пластины (в нашем случае под скоростью будем подразумевать среднюю скорость воды v в поперечном сечении струйки); $Re_x = vS/\nu$ — число Рейнольдса; ν — кинематическая вязкость воды при температуре эксперимента ($t = 30^\circ C$).

Учитывая предыдущие замечания, а также (3-21), найдем силу трения, приходящуюся на единицу массы:

$$(F_{\tau p})_x = \frac{K_d b V \sqrt{v}}{G} \sqrt{\frac{v^2}{S}}. \quad (3-22)$$

Касательные напряжения на поверхности пластины, обтекаемой продольным по-

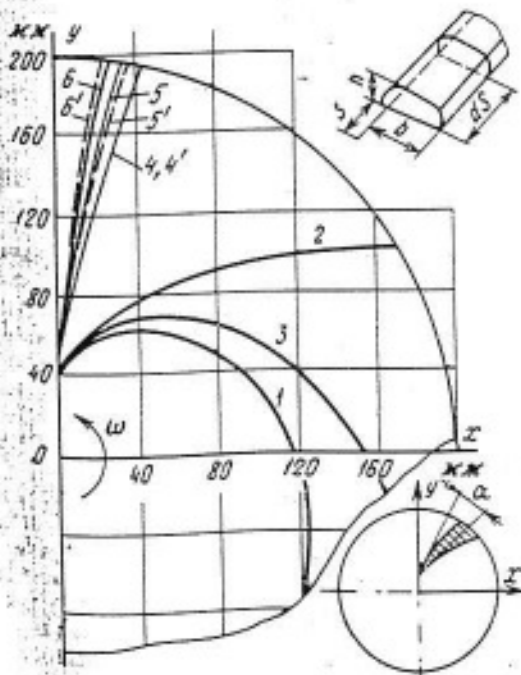


Рис. 3-29. Сопоставление экспериментальных и расчетных траекторий движения струек воды по вращающемуся диску.

током жидкости с турбулентным пограничным слоем ($Re^{*p} > 3 \cdot 10^5 \div 3 \cdot 10^6$),

$$\tau_x = K_{\tau p} v^2 (Re_x)^{-1/7}. \quad (3-23)$$

Далее находим:

$$(F_{\tau p})_x = K_{\tau} \frac{v^{1/7} b v^{20/7}}{G S^{1/7}}. \quad (3-24)$$

Система уравнений (3-17) решалась на ЭВМ численным методом Рунге — Кутты при следующих начальных условиях: $x_0 = 0$; $y = 0,04$ м; $v_{x0} = 0$; $v_{y0} = 0,01$ м/сек для разных способов определения силы трения $F_{\tau p}$.

Безразмерные коэффициенты K_{τ} и K_d определялись экспериментально из условия совпадения теоретической и опытных траекторий. Их величины зависят от шероховатости диска и, как следует из проведенного анализа, могут быть приняты равными $K_{\tau} = 0,45 \div 0,55$; $K_d = 40 \div 50$. При увеличении диаметра отверстия нужно брать значения K_d и K_{τ} ближе к нижней границе, а при уменьшении — ближе к верхней. Строго говоря, начальный участок траектории, на котором $Re_x < Re^{*p}$, следовало получить, решая систему уравнений (3-17) с условиями (3-22), а в точке $Re_x = Re^{*p}$, перейти к решению системы с условиями (3-24). Однако расчеты показывают, что если ограничиться решением системы уравнений с условиями (3-22) или только (3-24), то траектории имеют аналогичный вид, поэтому при исследовании движения жидкости по вращающейся поверхности можно для облегчения расчетов пользоваться либо выражением (3-22), либо (3-24). Результаты будут отличаться незначительно, особенно если учесть приближенность самой выбранной схемы расчета. На рис. 3-29 представлены результаты теоретического и экспериментального исследования движения жидкости по поверхности вращающегося диска. Траектории 4', 5' и 6' получены экспериментально при скорости вращения ω , равной соответственно 104,7, 209,4 и 314 1/сек, а кривые 4, 5 и 6 найдены решением системы (3-17) при тех же значениях ω и $K_d = 45$. Для сравнения на рис. 3-29 приведены расчетные траектории при $F_{\tau p} = 0$ (кривая 1) и $K_d = 0,332$ (кривая 2), что соответствует теоретическому значению коэффициента трения при те-

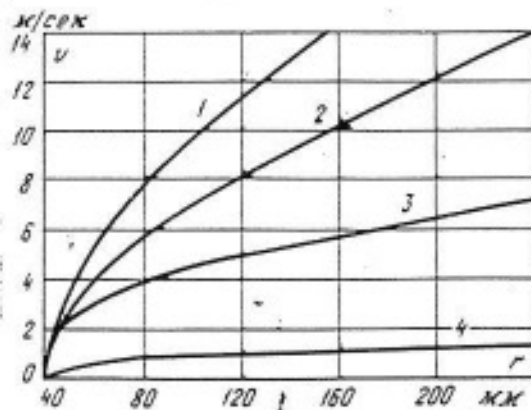


Рис. 3-30. Изменение средней скорости струйки жидкости, движущейся по вращающемуся диску.

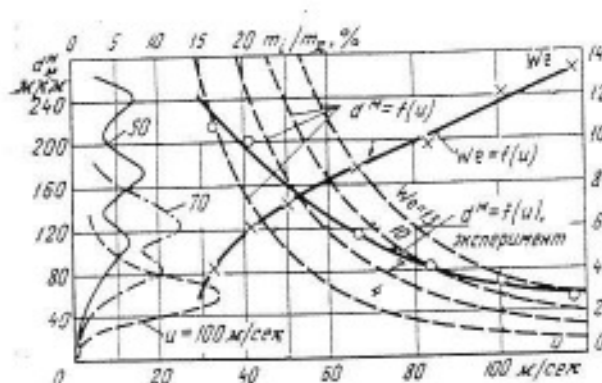


Рис. 3-31. Функция распределения капель по размерам и изменение числа Вебера при различных окружных скоростях вращения диска.

чении вдоль неподвижной пластины. Кривая 3 построена для условий (3-19), когда $F_{\text{тр}} = \alpha u$ ($\alpha = 1 \text{ сек}^{-1}$). Заметим, что, подбирая величину α , можно получить траекторию, близкую к экспериментальной, однако поведение теоретических траекторий при изменении угловой скорости ω не будет соответствовать расхождению кривых, полученных в опытах.

На рис. 3-30 представлены графики изменения средней скорости жидкости по радиусу в поперечном сечении струйки. Кривая 4 соответствует траектории 6 на рис. 3-29, построенной с учетом изменения режима течения; кривая 3 соответствует траектории 2, а кривая 1 характеризует изменение скорости в случае, когда взаимодействие струйки с диском не учитывается, т. е. когда $F_{\text{тр}} = 0$, что соответствует траектории 1. Из приведенных графиков следует, что учет взаимодействия струйки с диском на основании теории пограничного слоя дает значительно меньшие величины скоростей, чем это следует из решений уравнений (3-18) и (3-19), широко используемых сейчас при теоретическом исследовании движения жидкости в поле центробежных сил вращающейся поверхности.

Анализ полученных экспериментальных данных показывает, что величины коэффициентов K_d и K_t в формулах (3-21) и (3-23), определяющих касательные напряжения на поверхности пластины при ламинарном и турбулентном пограничных слоях, существенно отличаются от известных теоретических значений. Для плоской пластины при безградиентном течении несжимаемой жидкости $K_d =$

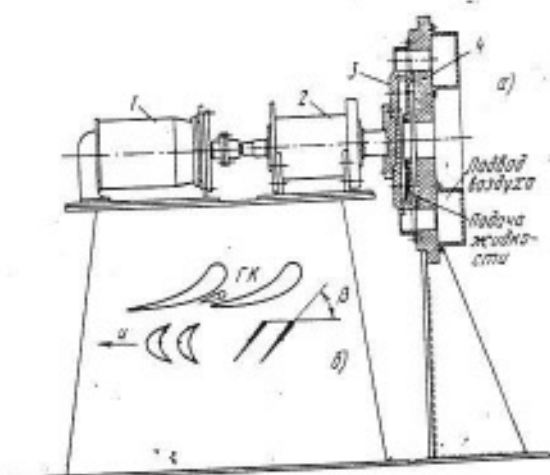


Рис. 3-32. Схема установки для экспериментального исследования движения жидкости по поверхности вращающихся пластин (а) и рабочих лопаток (б). ГК — генератор капель; 1 — двигатель-генератор; 2 — ротор; 3 — рабочее колесо; 4 — диафрагма.

$= 0,332$ и $K_t = 0,013$ [Л. 34]. Соотношение между экспериментальными и теоретическими значениями K_d и K_t составляет соответственно 130 и 40. Существенно меньшая разница в значениях K_t по сравнению со значениями K_d говорит, по-видимо-

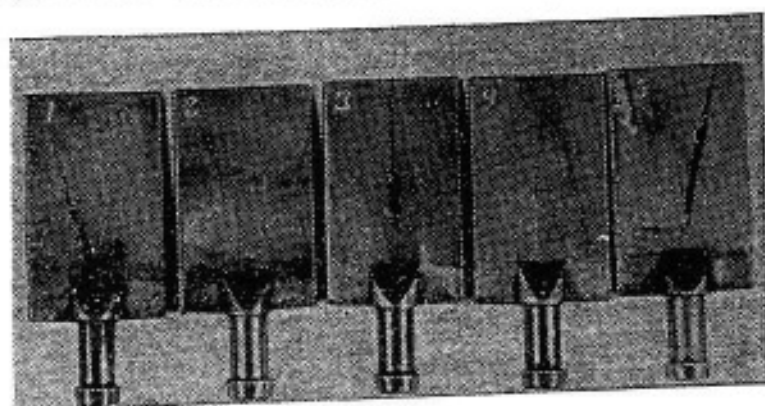


Рис. 3-33. Влияние угла установки пластин β на траекторию движения жидкости при $u = 35 \text{ м/сек}$. 1 — $\beta = 45^\circ$; 2 — $\beta = 67^\circ 30'$; 3 — $\beta = 90^\circ$; 4 — $\beta = 112^\circ 30'$; 5 — $\beta = 135^\circ$.

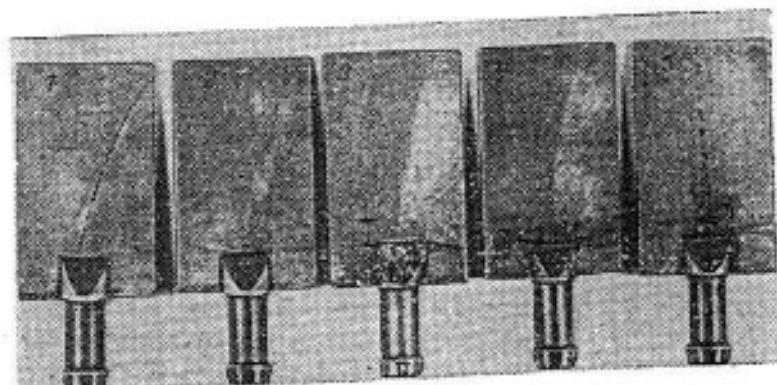


Рис. 3-34. Нарушение струйного характера движения жидкости в поле центробежных сил при различных окружных скоростях. 1 — $n = 500 \text{ об/мин}$; 2 — $n = 1000 \text{ об/мин}$; 3 — $n = 1500 \text{ об/мин}$ (1, 2, 3 — $\beta = 135^\circ$); 4 — $n = 2000 \text{ об/мин}$; 5 — $n = 4000 \text{ об/мин}$ (4, 5 — $\beta = 90^\circ$).

му, о турбулентном характере потока пленки. Описанные выше опыты не позволяют полностью объяснить причину полученных рас-

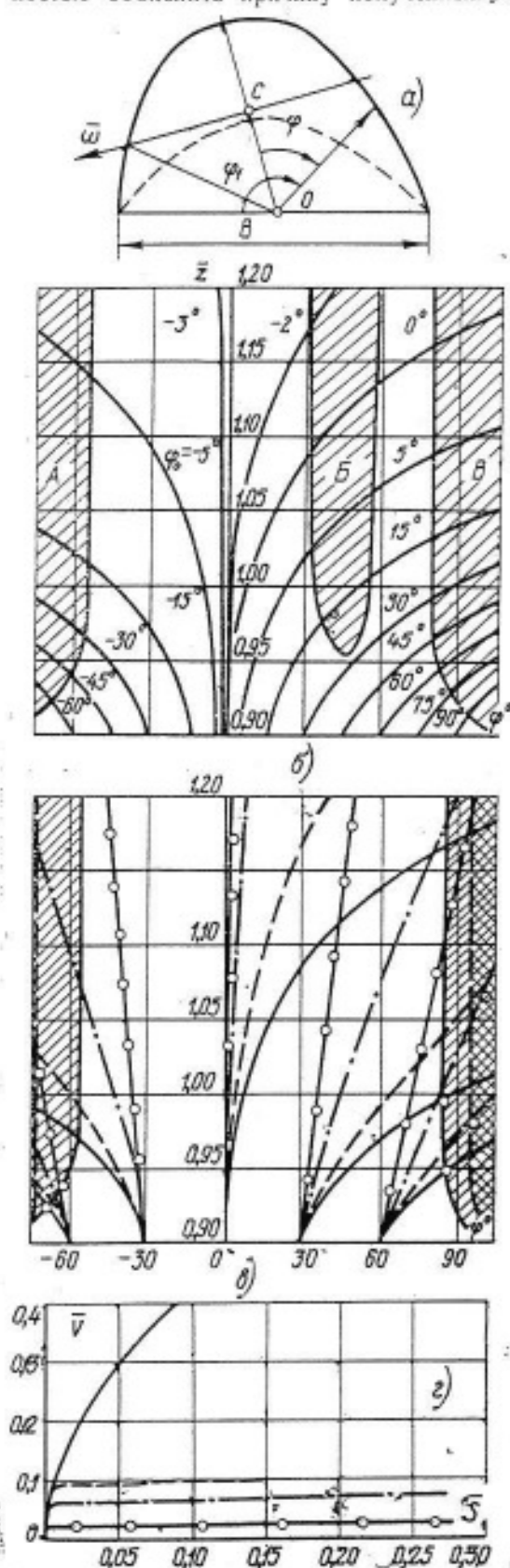


Рис. 3-35. Расчетные траектории движения частиц влаги по цилиндрической лопатке. а — профиль лопатки; б и в — траектории при различных φ ; г — изменение скорости движения влаги по высоте лопатки при $\varphi_0 = 30^\circ$: — $K_T = 0$; --- $K_T = 10^\circ$; —•— $K_T = 10^\circ$.

хождений в значениях коэффициентов трения, поскольку измерения полей скоростей в пленках не проводились и нет достаточных данных о влиянии поверхностного натяжения на характер движения пленок. Можно высказать только некоторые предположения. Завышенные расчетные значения K_d и K_T получены, вероятно, в результате того, что в формулах (3-21) и (3-23) не учтено влияние центробежных сил на распределение скоростей в пленках, а вместо скорости на границе слоя v_∞ используются среднерасходные скорости u . Кроме того, не было учтено влияние поверхностного натяжения у границ струйки на изменение суммарного коэффициента трения. Тем не менее, полученные значения коэффициентов дают возможность более обоснованно рассчитывать траектории движения пленок и, главное, средние скорости жидкости в пленках.

В описываемых опытах определялась также дисперсность срывающихся с выходной кромки частичек жидкости. На рис. 3-31 приведены функции распределения капель по размерам при различных окружных скоростях диска. Измерения осуществлялись с помощью зонда-ловушки (см. рис. 3-16). Как видно из графиков, с ростом окружных скоростей дисперсность жидкой фракции уменьшается, и при $u = 100$ м/сек средний (модальный) диаметр капель составляет $d^* \approx 60 \cdot 10^{-6}$ м. На рис. 3-31 показана также зависимость чисел Вебера $We = d^* u^2 \rho_2 / \sigma$, подсчитанных по опытным значениям d^* , от окружной скорости диска u . В диапазоне изменения u от 30 до 120 м/сек число We меняется от 4 до 13.

Результаты исследований движения влаги по диску подтверждаются экспериментом на вращающихся пластинах, моделирующих отдельные плоскости рабочих лопаток. В этих опытах подкрашенная жидкость подводилась через сверления в диске и хвостовом креплении к поверхности пластины (рис. 3-32). На рис. 3-33 приведены фотографии пластины с траекториями движения влаги. Пластины были установлены под углом $\beta = 45^\circ$; $67^\circ 30'$; 90° ; $112^\circ 30'$ и 135° по отношению к направлению вращения. Окружная скорость u в опытах составляла 35 м/сек. Как видно из рис. 3-33, с изменением угла установки пластины существенно меняется и направление движения струек жидкости. Под действием кориолисовых сил при малых углах β капли сбрасываются с входных кромок пластины и, как показывает опыт, могут пересекать осевой зазор между сопловой и рабочей решетками и попадать на выходные кромки сопловых лопаток. Такие капли могут многократно воздействовать на рабочую решетку, вызывая дополнительное падение к. п. д. и эрозию лопаток.

Исследования пластины при переменной частоте вращения n и постоянном угле установки $\beta = 135^\circ$ (рис. 3-34) подтверждают полученный ранее вывод о влиянии β на траектории движения жидкости.

Кроме отмеченного изменения траектории движения пленки, с ростом окружных скоростей увеличивается угол растекания пленки и уменьшается ее толщина. Этот

эффект обнаруживается и при испытании вращающегося диска. При больших окружных скоростях возникают новые явления, связанные с потерей устойчивости течения пленок. На рис. 3-34 (лопатка 5) виден разрыв струйки на отдельные капли жидкости. В данных опытах угол установки пластины β составлял 90° , окружная скорость $u = 84$ м/сек, диск вращался в сторону наблюдателя, т. е. кориолисова сила прижимала влагу к поверхности профиля (в противном случае оторвавшиеся капли не соприкасались бы больше с данной пластиной).

Дальнейшие теоретические исследования движения влаги по рабочим лопаткам позволили получить систему дифференциальных уравнений для расчета траекторий движения элемента пленки (материальной точки) по поверхности произвольного профиля цилиндрической рабочей лопатки (рис. 3-35,а).

На рис. 3-35,б и в представлены результаты расчета на ЭЦВМ движения влаги по выпуклой поверхности рабочей лопатки при различных коэффициентах трения жидкости о поверхность лопатки.

Обнаружено, что на выпуклой поверхности профиля существуют зоны, где нормальное давление поверхности лопатки на

элемент жидкости отрицательно (зоны А, Б и В), и здесь возможен отрыв влаги от поверхности лопатки (рис. 3-35,б). Наличие трения существенно сказывается на траектории движения влаги: чем больше трение, тем ближе траектория к прямой. Трение влияет также на зоны с отрицательным нормальным давлением. При увеличении трения зоны А и В сужаются, а зона Б исчезает (рис. 3-35,в, зоны показаны при $K_T = 10^3$). Экспериментально установлено, что коэффициент трения, полученный на вращающемся диске, лежит в пересчете на K_T в диапазоне $5 \cdot 10^2 - 10^4$. Существенное влияние оказывает сила трения на скорость движения жидкости по лопатке. На рис. 3-35,г представлена скорость движения жидкости вдоль траектории S

$$V = \frac{v}{\omega R},$$

где ω — угловая скорость, R — характерный размер. На начальном участке происходит резкий рост скорости, затем при достижении определенного значения скорость остается примерно постоянной (расчеты выполнены А. М. Александровым и О. И. Назаровым).

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБИННЫХ РЕШЕТОК

4-1. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ РЕШЕТОК

При исследовании турбинных решеток, работающих на влажном паре, важной задачей является определение коэффициентов потерь энергии, расходных характеристик, углов выхода потока, а также структуры двухфазной среды. Исследования перечисленных характеристик проводятся при переменных геометрических размерах решеток (шагах δ , углах установки α и т. д.), что в конечном итоге позволит наметить пути оптимизации решеток.

Решение поставленных задач осуществляется различными методами экспериментальной аэродинамики: оптическими, пневматическими и весовыми (интегральными). Необходимость экспериментальных исследований объясняется тем, что для двухфазных сред в отличие от однофазных мы не можем ограничиться заданием оптимальных эпюр скоростей или давлений. Действительно, потери энергии, углы выхода, коэффициенты расхода и скольжения будут определяться процессами движения и дробления жидкой фазы. Очевидно, что минимальные потери от дробления капель и пленок будут наблюдаться в решетках профилей, обводы которых в общем случае отличаются от форм профилей, рассчитанных для работы на однофазных средах. Таким образом, за-

дачи оптимизации для влажного пара существенно усложняются и требуют всестороннего исследования влияния геометрических размеров и режимных параметров на характеристики решеток.

Измерения локальных значений давлений торможения, статических давлений и направлений скоростей в потоках влажного пара пневматическими методами сопряжены с большими трудностями. При использовании пневматических насадков необходимо заботиться о том, чтобы в коммуникациях, соединяющих приемник зонда с измерительным прибором, не происходила конденсация пара и чтобы каналы зондов не забивались влагой. Кроме того, необходима специальная тщательная тарировка зондов, учитывающая специфические особенности обтекания приемников потоков влажного пара (углы натекания пара и влаги, рассогласование скоростей фаз v , степень неравновесности процесса и изменение физических свойств при ускорении или торможении потока). На входном участке зонда происходит торможение пара. При дозвуковых скоростях торможение осуществляется постепенно в некоторой области, примыкающей к носку зонда. При сверхзвуковых скоростях возникает дополнительное торможение в адиабатических скачках. Процесс прохождения этих зон каплями влаги в существенной мере определяет показания приборов. В зависимости от скоростей и размеров ка-

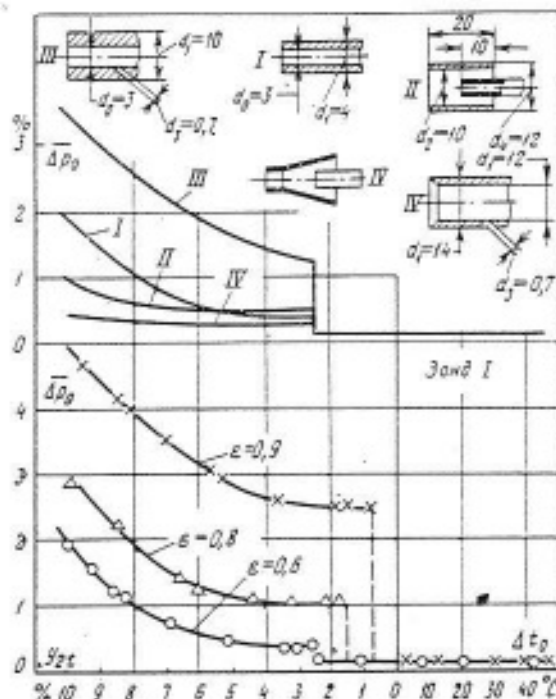


Рис. 4-1. Тарировочные зависимости зондов полного давления различной конструкции, предназначенных для исследования влажного пара (все размеры даны в миллиметрах).

пелль происходит различное искривление линий тока каплей, изменяются эффекты эжекции и тепломассообмена.

На рис. 4-1 приведены некоторые результаты тарировочных испытаний зондов полного давления различной конструкции при постоянной скорости потока ($\varepsilon=0,6$) и наличии крупнодисперсной влаги перед тарировочным соплом ($d_m=60$ мкм).

Максимальные значения потерь давления полного торможения $\Delta p_0 = \frac{\Delta p_0/p_0}{(1-\varepsilon)} (\Delta p_0 = p_{01} - p_{02}; \varepsilon = p_2/p_{01})$ отвечают зонду III, который характеризуется наибольшим отношением внешнего диаметра к внутреннему $d_1/d_2=10/3$. Промежуточное положение занимает характеристика зонда I ($d_1/d_2=4/3$). Незначительную погрешность дает зонд II, выполненный с внешним обтекателем (в сквозном потоке). Все три зонда имеют одинаковые размеры приемников полного давления и сливных отверстий, расположенных в кормовой части ($d_3/d_2=3/0,7$). Увеличение диаметра приемного отверстия (зонд IV) приводит к дальнейшему уменьшению погрешности. Следует также отметить, что с ростом скорости потока погрешность зондов уменьшается.

Существенное влияние геометрических и режимных параметров на погрешность измерения давления полного торможения, иллюстрируемое рис. 4-1, выдвигает необходимость создания иных методов измерения. В этой связи несомненный интерес представляет применение аэродинамических весов для исследований характеристик двухфазных потоков. Ниже приводится описание трехкомпонентных тензометрических весов,

разработанных в МЭИ Ф. В. Казинцевым и Д. А. Шишкиным. Эти весы позволяют измерить окружную R_u и осевую R_a составляющие силы потока и крутящий момент полной аэродинамической силы $M_{кр}$, действующие на одиночную лопатку [Л. 124].

Тензометрические весы представляют собой два симметрично расположенных однотипных узла, которые устанавливаются на паровую аэродинамическую трубу (рис. 4-2, а). Взвешиваемая лопатка I (рис. 4-2, б) жестко крепится на оси 2, на которую одеваются весовые головки 3, несущие гибкие элементы. Весовые головки крепятся на оси посредством втулки 4 и шариковых подшипников. Рычаги 5 служат для проверки нулевого показания регистрирующего прибора. Ходовая тарировка осуществляется с помощью углового рычага 6.

К недостаткам определения аэродинамических характеристик решеток турбины методом взвешивания единичной лопатки следует отнести: 1) невозможность исследования точечного распределения потерь энергии потока по сечению решетки; 2) трудность точного определения расхода пара, проходящего на один канал; 3) сложность расчета энергетических характеристик решеток по данным измерения сил в паровом потоке.

В описываемой установке влажный пар получают путем впрыска конденсата посредством центробежных форсунок в пар, доведенный в предварительных ступенях охлаждения (на рисунке они не показаны) до температуры, на два-четыре градуса превышающей температуру насыщения. Начальная степень сухости пара определялась из уравнения теплового баланса. Совершенно ясно, что, имея взвешенные компоненты

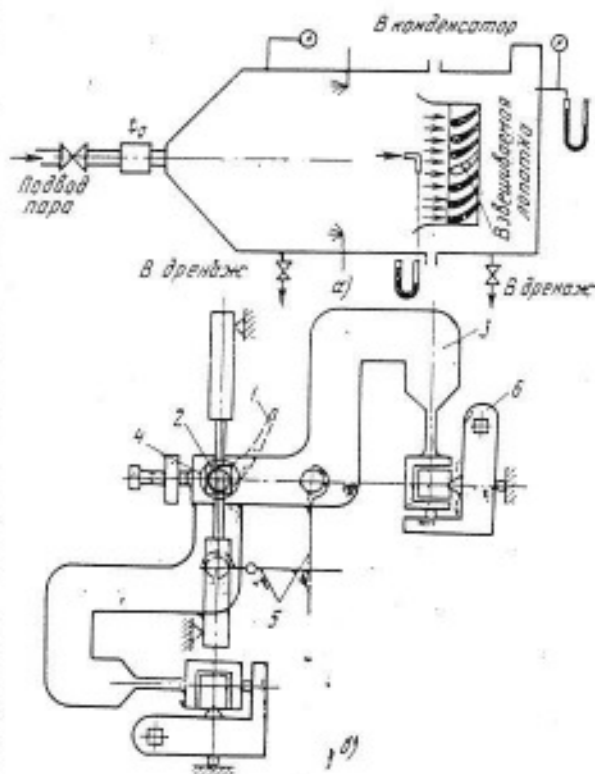


Рис. 4-2. Схема установки (а) и конструктивное исполнение (б) трехкомпонентных тензометрических весов.

усилия R_u и R_a , определить многие характеристики потока влажного пара (коэффициент скольжения χ , углы выхода фаз α_{11} и α_{12} и др.) не представляется возможным. В то же время метод взвешивания позволяет найти интегральные характеристики двухфазного потока. Если ввести понятия средних скоростей и углов выхода потока, то уравнения количества движения можно записать в виде

$$R_u = \dot{m} (c_{0cp} \cos \alpha_{0cp} + c_{1cp} \cos \alpha_{1cp}); \quad (4-1)$$

$$R_a = \dot{m} (c_{0cp} \sin \alpha_{0cp} - c_{1cp} \sin \alpha_{1cp}) + F(p'_0 - p'_1), \quad (4-2)$$

где $\dot{m} = \dot{m}_1 + \dot{m}_2$ — суммарный массовый расход; c и α — соответственно скорость и угол потока; индекс 0 обозначает параметры на входе в решетку, индекс 1 — параметры на выходе из решетки, индекс «ср» — средние параметры потока; F — площадь, равная произведению шага решетки t на высоту лопатки l ; p'_0 и p'_1 — статические давления перед решеткой и за ней.

Решая совместно уравнения (4-1) и (4-2), получаем выражения для средней по количеству движения скорости потока на выходе из канала

$$c_{1cp} = \frac{R_u - \dot{m} c_{0cp} \cos \alpha_{0cp}}{\dot{m} \cos \alpha_{1cp}} \quad (4-3)$$

и угла выхода потока

$$\operatorname{tg} \alpha_{1cp} = \frac{\dot{m} c_{0cp} \sin \alpha_{0cp} + F(p'_0 - p'_1) - R_a}{R_u - \dot{m} c_{0cp} \cos \alpha_{0cp}} \quad (4-4)$$

Коэффициент скорости φ_{cp} определяется как отношение количества движения потока, подсчитанного по действительной скорости, к количеству движения, подсчитанному по теоретической скорости:

$$\varphi_{cp} = \frac{\dot{m} c_{1cp}}{\dot{m} c_{1t}} = \frac{c_{1cp}}{c_{1t}}; \quad \zeta_{cp} = \sqrt{1 - \varphi_{cp}^2}, \quad (4-5)$$

где средняя скорость потока c_{1cp} находится из формулы (4-3), а теоретическая скорость c_{1t} — из уравнения энергии:

$$c_{1t} = \sqrt{2h_0}.$$

Изоэнтروпийный теплоперепад h_0 определяется по i, s -диаграмме по параметрам заторможенного потока p_0 и t_0 и статическому давлению p_1 в камере за решеткой. Как уже отмечалось, приведенная выше методика дает возможность определить характеристики решеток только с учетом изменения количества движения. Совершенно очевидно, что при наличии скольжения между фазами ($\chi \neq 1$) потери энергии будут существенно отличаться от величин, найденных из уравнения количества движения. В то же время для расчета турбинных ступеней весьма важным является знание потерь энергии паровой фазы и коэффициента скольжения. В этой связи представляется целесообразным рассмотреть некоторые упрощенные схемы пересчета, позволяющие

определить необходимые характеристики решеток. Учитывая, что рассматриваются потоки двухфазной среды с небольшой влажностью ($x_0 > 0,85$), вдали от критической точки можно считать пар несущей средой. При этом, очевидно, большинство характеристик процесса (скорость звука, расход среды, распределение давлений и другие характеристики) будет в существенной мере зависеть от параметров и свойств паровой фазы.

Определим потери энергии паровой фазы при взаимодействии ее с жидкими частицами по формуле

$$\Delta E = \dot{m} x_0 (c_1^2/2 - c_{1d}^2/2) \approx \dot{m} x_0 c_1 (c_1 - c_{1d}),$$

где c_1 — действительная скорость пара при течении однофазной среды; c_{1d} — действительная скорость пара при течении двухфазной среды.

Из уравнения закона сохранения количества движения при условии постоянства x_0 можно определить уменьшение скорости пара вследствие его взаимодействия с каплями влаги $\Delta c_1 = c_1 - c_{1d}$ (независимо от того, возникла ли эта влага за счет срыва пленок, дробления капель или по другим причинам) через приращение скорости жидкой фазы Δc_2 по формуле

$$\Delta c_1 = \frac{1 - x_0}{x_0} \Delta c_2.$$

Принимая начальную скорость влаги перед решеткой c_{20} равной нулю, получаем, что за решеткой $c_2 = \Delta c_2$. Тогда

$$\Delta E = \dot{m} (1 - x_0) c_1^2 \chi. \quad (4-6)$$

Здесь $\chi = c_2/c_1$ — коэффициент скольжения на выходе из решетки. Введем понятия следующих коэффициентов скорости: $\varphi = c_{1d}/c_{1t}$ — суммарный коэффициент скорости, учитывающий потери от влаги и потери в решетке, работающей на перегретом паре; $\varphi_1 = c_1/c_{1t}$ — коэффициент скорости для решетки, работающей на перегретом паре; $\varphi_2 = c_{1d}/c_1$ — коэффициент скорости, учитывающий только потери от влажности (c_{1t} — теоретическая скорость пара).

Взаимосвязь между приведенными коэффициентами скорости определяется из очевидного соотношения $\varphi = \varphi_1 \varphi_2$. Обозначив через $E_{0n} = 0,5 \dot{m} x_0 c_1^2$ располагаемую энергию паровой фазы, получим:

$$\frac{\Delta E}{E_{0n}} = 1 - \varphi_2^2 = 2 \frac{(1 - x_0)}{x_0} \chi. \quad (4-7)$$

При тех же допущениях отношение суммарной тяги (реактивной силы) $\dot{m} c_{cp}$ к теоретической реактивной силе паровой фазы $\dot{m}_1 c_{1t}$ составит:

$$\varphi_R = \frac{\dot{m} c_{cp}}{\dot{m}_1 c_{1t}} = \varphi \left(1 + \frac{1 - x_0}{x_0} \chi \right), \quad (4-8)$$

где величина $\dot{m} c_{cp} = \sqrt{R_u^2 + R_a^2}$ определяется экспериментально и учитывает все потери в решетке [см. формулы (4-1) и (4-2)].

Из соотношений (4-7) и (4-8) нетрудно определить искомые величины:

$$\varphi = \varphi_1 \sqrt{1 - 2(\varphi_R/\varphi - 1)}; \quad (4-9)$$

$$v = \frac{x_0}{1 - x_0} (\varphi_R/\varphi - 1). \quad (4-10)$$

Суммарный коэффициент скорости φ подсчитывается методом последовательных приближений или определяется в результате решения уравнения

$$\varphi^3 - \varphi(3\varphi_1^2) + 2\varphi_R\varphi_1^2 = 0. \quad (4-11)$$

Следует отметить, что формула (4-10) определяет осредненный по количеству движения коэффициент скольжения v на срезе выходного сечения решетки:

$$v = \frac{c_{2cp}}{c_{1cp}} = \frac{x_0}{1 - x_0} \sum \frac{m_k v_k}{m_1}. \quad (4-12)$$

Осреднение по энергии дает несколько иное значение коэффициента v_2 :

$$v_2 = \left(\frac{x_0}{1 - x_0} \sum \frac{m_k v_k}{m_1} \right)^{1/2}. \quad (4-13)$$

Для построения треугольников скоростей при расчете турбинных ступеней важно знать действительные углы выхода потока пара α_{11} и жидкости α_{12} . В то же время формула (4-4) дает возможность определить только осредненный по количеству движения угол выхода α_{1cp} . Весьма приближенно эту задачу можно решить, если предположить, что угол выхода паровой фазы определяется из упрощенного уравнения неразрывности и зависит только от потерь энергии.

Тогда $\sin \alpha_{11} c_{11} \rho_{11} \approx \sin \alpha_{12} c_{12} \rho_{12}$, следовательно, $\sin \alpha_{11} \approx \sin \alpha_{12} / \varphi$. Далее, учтя, что для наших опытов угол входа паровой и жидкой фаз равен $\alpha \approx 90^\circ$, формулу (4-4) преобразуем к виду

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha_{1cp} &\approx \frac{m_1 c_1 \sin \alpha_{11} + m_2 c_2 \sin \alpha_{12}}{m_1 c_1 \cos \alpha_{11} + m_2 c_2 \cos \alpha_{12}} = \\ &= \frac{\operatorname{tg} \alpha_{11} + v \frac{1 - x_0}{x_0} \frac{\sin \alpha_{12}}{\cos \alpha_{12}}}{1 + v \frac{1 - x_0}{x_0} \frac{\cos \alpha_{12}}{\cos \alpha_{11}}}, \end{aligned}$$

откуда

$$\begin{aligned} \sin \alpha_{12} &\approx \left[\operatorname{tg} \alpha_{1cp} \left(1 + v \frac{1 - x_0}{x_0} \right) \frac{\cos \alpha_{12}}{\cos \alpha_{11}} - \right. \\ &\quad \left. - \operatorname{tg} \alpha_{11} \right] \frac{x_0 \cos \alpha_{11}}{v(1 - x_0)}. \quad (4-14) \end{aligned}$$

Для определения истинных значений расходов среды через решетки турбин вводится понятие коэффициента расхода, равного отношению действительного расхода к теоретическому $\mu = \dot{m}/\dot{m}_T$. Величина коэффициента расхода зависит от геометрии решеток, режимных параметров и от того, каким образом определяется теоретический расход. Последнее является особенно важным при определении μ для двухфазных потоков.

Общепринятые в практике тепловых расчетов турбин коэффициенты расхода, отнесенные к горловым сечениям сопловой и рабочей решеток, рассчитываются по формулам

$$\mu_1 = \frac{\dot{m}_1}{F_1 \rho_{1\tau} c_{1\tau}} \quad \text{и} \quad \mu_2 = \frac{\dot{m}_2}{F_2 \rho_{2\tau} c_{2\tau}}. \quad (4-15)$$

Здесь $\dot{m}$ — действительный расход газа; $F_1 = \pi d_1 l_1 \sin \alpha_{1\tau}$ и $F_2 = \pi d_2 l_2 \sin \beta_{2\tau}$ — площадь горловых сечений сопловой и рабочей решеток; d , l_1 , l_2 — средние диаметр и высоты решеток; $\rho_{1\tau}$ и $c_{1\tau}$ — плотность и скорость газа за сопловой решеткой при изотропном расширении газа; $\rho_{2\tau}$ и $c_{2\tau}$ — теоретические плотность и скорость в относительном движении за рабочей решеткой (при сверхзвуковых скоростях плотности и скорости должны определяться в минимальном сечении); $\alpha_{1\tau}$ и $\beta_{2\tau}$ — эффективные углы выхода потока из решеток, подсчитанные по минимальным сечениям каналов.

Теоретические значения плотности и скорости потока в минимальном сечении в формуле (4-15) определяются по равновесной i , s -диаграмме.

Значение теоретического расхода можно определить по-разному. В частности, предполагая процесс течения предельно неравновесным, с учетом (1-65) получаем:

$$\mu_{1n} = \frac{\dot{m}_1 x_0}{F_1 \rho_{1n} c_{1n}} \quad \text{и} \quad \mu_{2n} = \frac{\dot{m}_2 x_0}{F_2 \rho_{2n} c_{2n}}. \quad (4-16)$$

В формуле (4-16) скорость и плотность рассчитываются для предельно неравновесного процесса.

4.2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЙ И СКОРОСТЕЙ ВДОЛЬ ОБВODOВ ПРОФИЛЕЙ

Правильный выбор распределения давлений и скоростей в каналах решеток в значительной степени определяет аэродинамическое совершенство профиля. В то время как для решеток, работающих на однофазных средах, существуют определенные, сложившиеся рекомендации по выбору оптимального распределения скоростей, для решеток, работающих на влажном паре, таких рекомендаций нет. Это объясняется прежде всего сложностью процессов, сопровождающих течение пара в каналах турбинных решеток, и отсутствием достаточного количества экспериментальных данных.

Как и в прямых соплах, в решетках турбин возникает переохлаждение пара, величина которого зависит от геометрических и режимных параметров решетки, а также от начального перегрева (начальной влажности) и дисперсности жидкой фазы. В каналах наблюдается расслоение линий тока жидкой и паровой фаз, неизбежное дробление капель при их ударе о поверхность лопаток и образование пленок, происходят изменение степени турбулентности потока и ряд других явлений. Все это в существенной мере влияет на характер распределения скоростей и давлений в решетках.

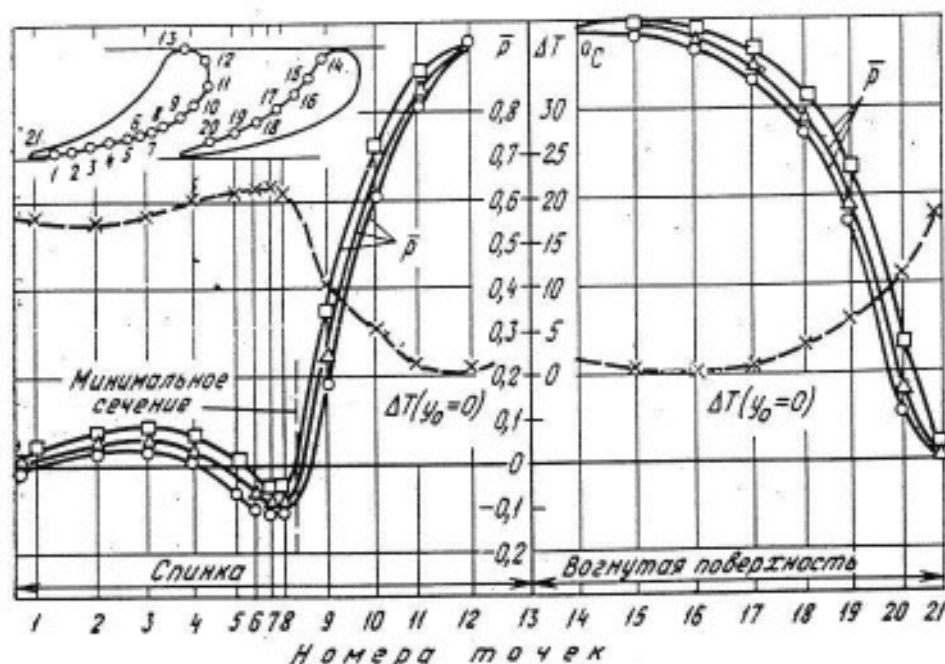


Рис. 4-3. Распределение локальных давлений $\bar{p}$ и максимального переохлаждения пара ΔT по отводу профиля С-9012А.

$$\bar{p} = (p_1 - p_2) / (p_1 - p_2);$$

О — $\Delta t = 55^\circ\text{C}$; Δ — $y_0 = 0$; $\square$ — $y_0 = 6\%$.

На рис. 4-3 показаны графики распределения локальных давлений и максимального переохлаждения пара по обводу профиля С-9012А для перегретого, насыщенного и влажного пара на входе перед решеткой по параметрам полного торможения ($Ma = 0.7$; $Re = 2.5 \cdot 10^5$; $\bar{t} = 0.75$; $\Delta_{кр} = 0.1$). Модальный размер капель на входе в решетку d_k был значительным и составлял около 80 мкм. Анализируя эти графики, можно отметить, что при переходе от перегретого и сухому насыщенному, а также к влажному пару относительное давление возрастает во всех точках обвода профиля. Однако наиболее интенсивное увеличение давления обнаруживается на конфузурных участках, а наименее интенсивное — на диффузорных участках (спинки). Этот результат объясняется испарением капель в конфузурном потоке и его увлажнением в развитом диффузорном потоке. В процессе расширения влажного пара температура капель оказывается выше, чем температура переохлажденного пара и (при больших размерах капель) чем температура насыщения. При торможении на диффузорных участках температура пара повышается и, таким образом, температура капель может быть ниже температуры пара, что вызывает частичную конденсацию (увлажнение) пара. Ускорение перегретого и переохлажденного пара осуществляется только в результате геометрического воздействия. Поток переохлажденного пара с каплями жидкости испытывает также расходное и тепловое воздействие. При наличии скольжения (а оно неизбежно имеет место в каналах решетки) определенную роль играет механическое взаимодействие фаз.

Рассмотрим течение слабо перегретого и влажного пара в решетках активного ти-

па. На рис. 4-4 показано распределение давлений по профилю решетки Р-3021А при угле входа потока, близком к расчетному. В отличие от сопловой решетки при переходе к начальной влажности на входных участках спинки и вогнутой поверхности давление уменьшается, а в выходной части

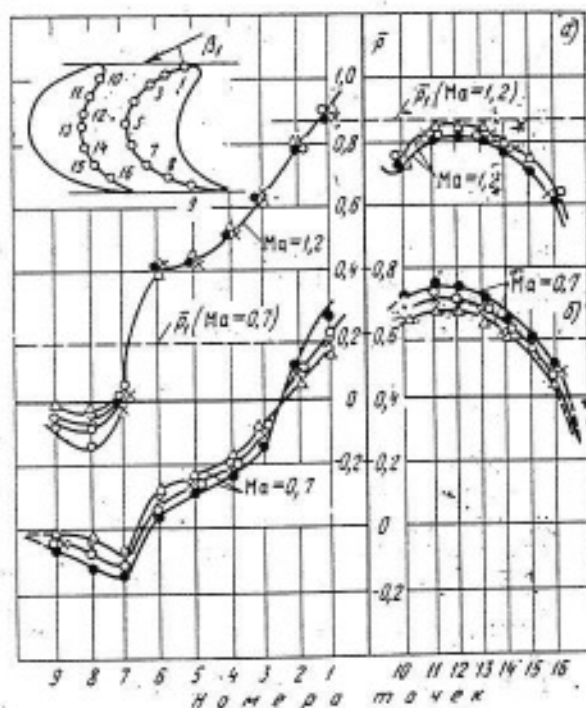


Рис. 4-4. Давление в различных точках по обводу профиля Р-3021А при $\beta_1 = 30^\circ$ и переменных значениях числа Маха.

а — $Ma = 1.2$; б — $Ma = 0.7$; в — $\Delta t_0 > 40^\circ\text{C}$; О — $y_0 = 1.7\%$; $\times$ — $y_0 = 2.5\%$; Δ — $y_0 = 4.2\%$ ($\bar{t} = 0.62$, $Re = 2.5 \cdot 10^5$).

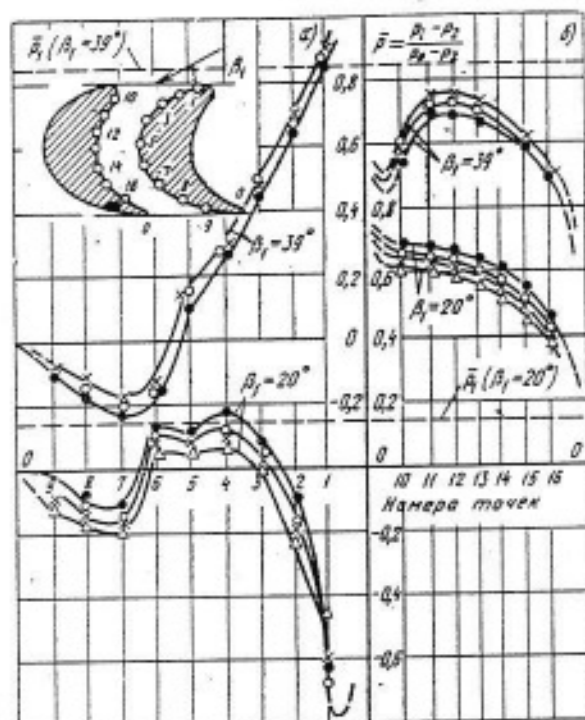


Рис. 4-5. Влияние начальной степени влажности на распределение давлений по обводу профиля Р-3021А при различных углах β_1 .

а — $\beta_1 = 39^\circ$; б — $\beta_1 = 20^\circ$; ● — $\Delta t_0 > 40^\circ\text{C}$; ○ — $\Delta t_0 = 1, 7\%$; × — $\Delta t_0 = 2,5\%$; △ — $\Delta t_0 = 4,2\%$ ($\bar{t} = 0,62$; $\bar{t} = 2,0$; $M_a = 0,7$; $Re = 2,5 \cdot 10^6$).

канала — возрастает. Однако эта закономерность не сохраняется при изменении угла входа потока. Как видно на рис. 4-5, б, при $\beta_1 = 20^\circ$ во всех точках обвода профиля давление при работе на перегретом паре выше, чем на влажном, а при $\beta_1 = 39^\circ$ (рис. 4-5, а), наоборот, кривые давления для $\Delta t_0 > 0$ расположены ниже.

В сравнительно длинном разгонном сопле перед исследуемой решеткой рассогласование скоростей фаз невелико, частицы жидкой фазы приобретают большие скорости и процесс дробления капель на входных кромках лопаток и в межлопаточных каналах происходит более интенсивно. Структура потока в решетке оказывается мелкодисперсной, что дает основание предположить существование частичной конденсации пара. При этом следует иметь в виду, что в связи с длительным пребыванием капель в разгонном сопле их температура приближается к термодинамической температуре пара. На входных участках профиля температура пара растет. Следовательно, температура капель в этой зоне оказывается ниже температуры пара, и происходит частичная конденсация. Из уравнения обращения воздействия при $dy > 0$ и $Ma < 1$ следует, что $|dp/p|_{\text{пл}} > |dp/p|_{\text{ж}}$, т. е. при дозвуковых скоростях и конденсации падение давления при расширении влажного пара происходит более интенсивно, чем при расширении перегретого пара. Кроме того, на входных участках сопла капли вследствие инерции дополнительно разгоняют паровую фазу. Под воздействием этих факторов, преобладающих,

по-видимому, над остальными, и происходит дополнительное ускорение потока на входных участках профиля. При $\beta_1 = 20^\circ$, т. е. при углах входа, меньших расчетного, влияние отмеченных факторов оказывается определяющим: во всех точках обвода профиля давление влажного пара ниже, чем перегретого, так как во влажном паре скорости в подводящем сопле максимальные. О величине скорости перед решеткой можно судить по относительному давлению перед решеткой, значения которого отмечены на рис. 4-4—4-5 пунктиром. При $\beta_1 = 20^\circ$ аэродинамическая конфузность решетки минимальна ($\bar{p}_1 = 0,14$) а при $\beta_1 = 39^\circ$ — максимальна ($\bar{p}_1 = 0,85$). Промежуточному значению $\bar{p} = 0,575$ соответствует $\beta_1 = 30^\circ$. В соответствии с этим при $\beta_1 = 39^\circ$ кривые давлений для влажного пара располагаются так же, как и в сопловых решетках (для перегретого пара ниже, чем для влажного). При расчетном угле выходная часть спинки также характеризуется более интенсивным расширением перегретого пара.

Таким образом, на распределение давлений по профилю существенно влияют начальные условия движения двухфазной среды, соотношения скоростей, углы входа, разности температур фаз и другие факторы. Этот вывод подтверждается исследованиями сопловой решетки С-9012А с развитым входным конфуззором ($\bar{t} = 0,85$; $\Delta x_p = 0,6$ мм; $\alpha_p = 32^\circ$). В этом случае на вогнутой поверхности коэффициент давления $\bar{p}$ при течении влажного пара оказывается ниже, чем при течении перегретого, т. е. наблюдается та же картина, что и в рабочих решетках при малых углах входа потока.

Отмеченные особенности влияния влажности на распределение давлений по профилю качественно сохраняются при различных числах Ma и Re . Однако имеются и некоторые отличия. Важной особенностью около- и сверхзвуковых режимов течения насыщенного или влажного пара с крупными каплями в сопловых решетках является возникновение «скачка» конденсации в косом срезе турбинной решетки. Подтверждением этого служат спектры течения влажного и слегка перегретого пара, приведенные на рис. 2-19, а также кривые распределения относительного статического давления $\bar{e} = p/p_0$ в косом срезе на спинке сверхзвуковой сопловой решетки ($\bar{t} = 0,62$; $\bar{f} = 1,1$; $\Delta x_p = 0,035$). Подъем давления в зоне спонтанной конденсации (рис. 4-6) объясняется выделением тепла при конденсации пара в сверхзвуковом потоке (см. § 2-2). Следует отметить смещение адиабатического скачка уплотнения, возникающего на нерасчетных режимах в косом срезе решетки, по потоку при возникновении спонтанной конденсации, что объясняется уменьшением скоростей в этой зоне. Аналогично смещается и диффузорный участок на расчетном режиме ($Ma = 1,8$). Важно подчеркнуть, что оптимальное значение числа Ma во влажном паре смещается в зону меньших чисел Ma по сравнению с перегретым паром.

Таким образом, для обеспечения расчетного числа Ma в сверхзвуковых решетках, работающих на влажном паре, требуется

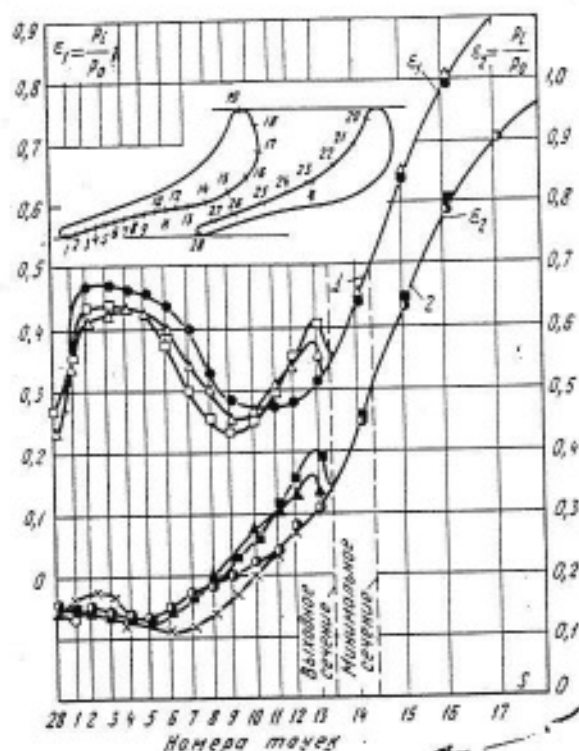


Рис. 4-6. Влияние конденсации пара на распределение давления по обводу профиля ТСВ.

1 — $Ma_1 = 1,4$; $Re = 4,8 \cdot 10^4$; 2 — $Ma_2 = 1,8$; $Re = 33 \cdot 10^4$.
 $\bullet$ — $\Delta T_0 = 104^\circ C$; Δ — $\Delta T_0 = 14^\circ C$; $\square$ — $x_0 = 0,981$, $x_1 = 0,929$; $\blacktriangle$ — $x_0 = 0,982$, $x_1 = 0,907$;
 $\blacksquare$ — $\Delta T_0 = 14^\circ C$, $x_1 = 0,932$; $\odot$ — $\Delta T_0 = 54^\circ C$, $x_1 = 0,958$;
 $\times$ — $\Delta T_0 = 102^\circ C$, $x_1 = 0,987$ ($b = 71,5$ мм;
 $T = 0,02$; $\Delta_{np} = 2,5$ мм; $\bar{T} = 1,1$).

выбирать большую степень расширения по сравнению с решетками на перегретом паре.

Некоторые результаты исследования активных решеток при около- и сверхзвуковых скоростях в перегретом и влажном паре представлены на рис. 4-4. Здесь показаны эпюры распределения давлений, полученные при двух значениях числа Маха (0,7 и 1,2). Сопоставляя эти графики, можно видеть, что с ростом Ma расслоение кривых, относящихся к различной начальной влажности, уменьшается. Наиболее существенное различие в эпюрах распределения давлений при $Ma = 1,2$ наблюдается в косом срезе. Необходимо отметить, что распределение давлений по обводу профиля не позволяет сделать вывод о возникновении «скачков» конденсации в косом срезе, поэтому вопрос о существовании «скачков» конденсации в активных рабочих решетках остается открытым.

Таким образом, при течении слабо перегретого и влажного пара в сопловых решетках происходит заметное изменение распределения давления по профилю, что независимо от других эффектов, создаваемых жидкой фазой, ведет к некоторому изменению аэродинамических характеристик турбинных решеток (профильных потерь и углов выхода потока). Возможные отклонения ζ_{np} и α_1 обусловлены изменением толщины пограничных слоев на вогнутой поверхности и на спинке, смещением области

перехода ламинарного слоя в турбулентный и точек отрыва на выходной кромке, протяженностью и интенсивностью вихревых и кромочных следов. Однако обнаруженная разница в распределении давлений (скоростей) не дает пока оснований рекомендовать новые профили, имеющие более благоприятные эпюры скоростей и соответственно меньшие потери кинетической энергии.

4-3. ВЛИЯНИЕ ВЛАЖНОСТИ НА ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ, КОЭФФИЦИЕНТЫ РАСХОДА И УГЛЫ ВЫХОДА ПОТОКА В РЕШЕТКАХ

Коэффициенты потерь. Экспериментальные исследования решеток, работающих на влажном паре, с помощью пневматических зондов и методом взвешивания показывают существенный рост потерь энергии с увеличением начальной влажности пара.

Увеличение потерь энергии при дозвуковых скоростях обусловлено:

1) расслоением линий тока паровой и жидкой фаз в криволинейных каналах и скольжением жидкой фазы;

2) перераспределением давлений по обводу профиля с соответствующим изменением структуры пограничного слоя на спинке;

3) неизбежным дроблением капель при их взаимодействии с входными кромками и обводами лопаток;

4) образованием пленки на обводе профиля и соответствующим увеличением потерь на трение в пленке и в парокапельном пограничном слое, где капли движутся со скольжением;

5) дроблением пленки и крупных капель за выходными кромками и интенсификацией вихревого движения;

6) переохлаждением пара в каналах и соответствующим возникновением потерь в «скачках» конденсации;

7) изменением степени турбулентности потока в каналах;

8) интенсификацией вторичного движения в решетке и участием пленки и капель в этом движении;

9) возникновением нестационарных пульсаций потока.

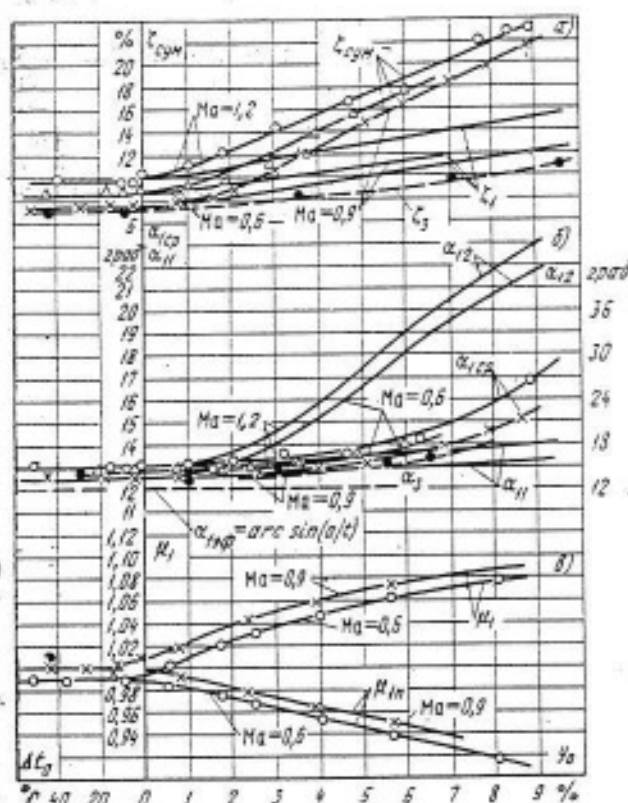


Рис. 4-7. Изменение суммарных потерь (а), угла выхода потока (б) и коэффициента расхода (в) сопловой решетки в зависимости от начальной влажности.

— измерения методом взвешивания; ---- зондовые измерения.
Профиль С-9012А, $\bar{T}=0,75$, $\bar{T}=0,7$, $\alpha_y=34^\circ$, $\Delta_{кр}=1,7$ мм, $b=72$ мм.

Далеко не все дополнительные потери энергии в решетках при течении влажного пара изучены с необходимой полнотой. Некоторые опытные данные, характеризующие решетки двух основных типов (сопловые и рабочие активные), приводятся ниже.

На рис. 4-7, а представлены зависимости коэффициентов суммарных потерь, полученных методом взвешивания в решетке С-9012А, от степени влажности при различных числах Ма. Значения $\zeta_{сум}$ подсчитаны по формуле (4-5) и характеризуют суммарные потери, осредненные по количеству движения. Значения ζ_1 получены путем косвенного перерасчета суммарных потерь $\zeta_{ср}$ по формуле (4-9). Коэффициент ζ_1 отражает уровень потерь паровой фазы, осредненных по уравнению энергии. На этом же графике даны экспериментальные значения потерь ζ_3 при $Ma=0,9$, полученные методом траверсирования потока за решеткой

пневмометрическим насадком. Эксперименты проводились в идентичных условиях при одинаковой начальной степени турбулентности потока. Для измерения давления торможения использовался пневмометрический зонд, выполненный в виде обычной трубки Пито с минимальным отношением диаметров $d_1/d_0=1,23$ ($d_0=1,75$ мм) (см. рис. 4-1). В процессе проведения эксперимента производилась продувка зонда воздухом, перекрываемая только в момент измерения. По замеренным начальным параметрам p_0 , t_0 (или y_0) и осредненным конечным величинам p_{01} и p_1 определялись располагаемый и использованный теплоперепады и соответственно коэффициенты потерь.

Результаты сравнения различных методов показывают, что:

- 1) в перегретом паре результаты взвешивания и зондовых измерений удовлетворительно совпадают;
- 2) во влажном паре при дозвуковых скоростях взвешивание дает большие значения потерь, чем зондовые измерения;
- 3) с ростом начальной влажности разность величин $\zeta_{ср}$ и $\zeta_{зонд}$ увеличивается.

Причины расхождения результатов эксперимента при разных методах измерений в настоящий момент до конца не изучены.

О недостатках различных методов измерений при исследовании потоков двухфазных сред говорилось в § 4-1. Здесь следует только добавить, что оба экспериментальных метода не дают возможности разделить суммарные потери на отдельные составляющие, перечисленные в начале этого параграфа. Это, естественно, затрудняет изыскание эффективных мер по уменьшению потерь от влажности.

Как уже отмечалось выше (§ 1-5), потери энергии в решетках обусловлены нарушением термодинамического равновесия процесса и необратимыми явлениями при механическом и тепловом взаимодействии фаз. В случае, когда пар на

входе в решетку перегрет и в процессе расширения заходит в двухфазную область, не пересекая зону Вильсона (конденсация пара происходит только в крошечных следах), основными видами дополнительных потерь являются потери от переохлаждения. Эти потери могут быть определены экспериментально, методом взвешивания одиночного профиля или осесимметричного сопла. На рис. 4-8 представлены результаты экспериментального исследования сопловой решетки С-9012А методом взвешивания осесимметричного суживающегося сопла и турбинной одновенечной ступени активного типа. Здесь же даны теоретические значения максимальных потерь от переохлаждения при предельно неравновесном процессе расширения, подсчитанные по формуле (1-54). Экспериментальные точки лежат несколько ниже расчетной кривой, что вызвано частичной конденсацией пара. Степень неравновесности в опытах, по-видимому, не равна единице [формула (1-24)]. При некоторых отношениях давлений ($\varepsilon < 0,4$) конец процесса расширения достигает зоны Вильсона, тогда в решетке возникает спонтанная конденсация и потери от переохлаждения становятся равными нулю. В этом случае следует рассчитывать потери в «скачках» конденсации. После того как начало процесса заходит в двухфазную область, основная доля потерь в решетке связана с потерями на разгон и дробление капель и пленок. Фазовые переходы и теплообмен, как показывают расчеты, играют здесь второстепенную роль.

Углы выхода. В процессе ускорения пара в каналах решеток происходит рассогласование скоростей фаз (пар — вода) как по величине, так и по направлению. Чем больше размер капель, тем менее криволинейна траектория их линий тока (см. § 3-4) и тем больше угол выхода капель за решеткой. Увеличение угла выхода жидкой фазы вызвано также срывом пленки с выпуклой поверхности профиля (§ 3-2) и движением оторванных капель с углами, большими, чем угол движения

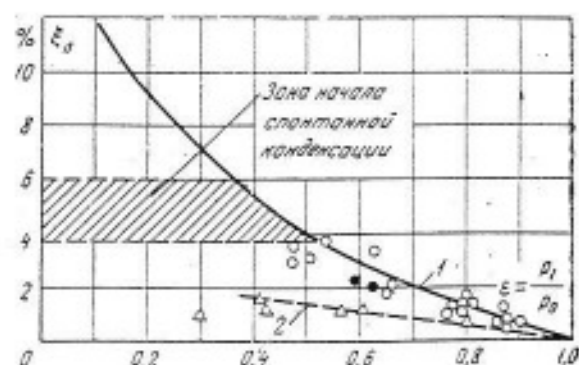


Рис. 4-8. Потери энергии от переохлаждения пара в зависимости от отношения давлений на сопло.

1 — зависимость, рассчитанная по формуле

$$\varepsilon_d = \frac{p_2 v_{02}}{H_{01}} \frac{k}{k-1} \left(1 - \varepsilon^{\frac{k-1}{k}} \right) - 1;$$

2 — эксперимент. Δ — решетка профилей С-9012А; ● — осесимметричное суживающееся сопло; ○ — турбинная одновенечная ступень активного типа при $u/c_2 = 0$.

паровой фазы. Угол выхода пара в этих условиях оказывается также увеличенным. Это объясняется прежде всего отклонением линий тока пара в косом срезе решетки под воздействием жидких частиц и ростом потерь кинетической энергии паровой фазы. Таким образом, средний угол выхода двухфазного потока α_{1cp} оказывается большим, чем однофазного потока α_{11} , что подтверждается экспериментально (рис. 4-7, б). Средний угол α_{1cp} получен методом взвешивания лопатки и обработки опытных данных по формуле (4-4), угол выхода жидкой фазы α_{12} — по приближенной формуле (4-14) с использованием ориентировочных данных по углу выхода паровой фазы α_{11} . На рис. 4-7, б пунктиром показаны значения углов выхода α_3 , полученные с помощью пневмометрического угломера (отношение диаметров трубок равно 1,23). Угол скоса трубок был выбран равным 45° , так как при этом угле достигается максимальная чувствительность насадка к отклонению потока. С целью устранения влияния поперечного градиента скорости на результаты измерений оси трубок располагались в вертикальной плоскости. Отсчет величины угла потока производился прямым (нулевым) методом, обеспечиваю-

щим более высокую точность, чем косвенный метод (тарировки). При измерениях на влажном паре проводилась периодическая продувка зонда и соединительных магистралей воздухом.

Сопоставление результатов измерений углов выхода потока, осредненных по шагу и высоте решетки, зондом-угломером и методом взвешивания, показывает удовлетворительное совпадение углов в области перегретого пара и при малых степенях влажности. В зоне высоких влажностей значения углов, определенные с помощью зондов, располагаются ниже, чем значения, полученные методом взвешивания. Однако следует отметить, что методу взвешивания следует отдать предпочтение с точки зрения надежности и достоверности получаемых результатов. Опытные данные об углах выхода пара и жидкой фазы позволяют более обоснованно профилировать рабочую решетку и рассчитывать потери энергии при ударе капель о поверхность лопаток.

Коэффициенты расхода. Как уже отмечалось, численные значения коэффициентов расхода в существенной мере зависят от способа определения теоретического расхода. При обработке опытных данных по формуле (4-15), когда скорость и плотность среды определяются по равновесной i, s -диаграмме, коэффициент расхода μ_1 возрастает с увеличением начальной влажности пара (рис. 4-7, в). Это объясняется переохлаждением пара в каналах решетки и соответствующим уменьшением его удельного объема. Уменьшение действительной скорости (по сравнению с равновесным процессом) влияет на расход пара в меньшей степени, чем изменение удельного объема. Такой вывод подтверждается теоретическими расчетами. При наличии перед решеткой начальной влаги рост коэффициента μ_1 вызван тем, что с ростом y_0 действительная скорость паровой фазы остается практически постоянной (скорость переохлажденного пара), в то время как теоретическая равновесная скорость двухфазной среды уменьшается (изобары в i, s -диа-

грамме с ростом y_0 сближаются, см. рис. 1-5). Таким образом, скорость c_{17} в формуле (4-15) с ростом y_0 будет уменьшаться приблизительно пропорционально $\sqrt{x_0} = \sqrt{1-y_0}$, а величина переохлаждения будет оставаться практически постоянной, так как p_0 и p_1 в рассматриваемом случае остаются постоянными. Действительная скорость пара будет уменьшаться из-за потерь энергии от взаимодействия пара с каплями жидкости. Графики на рис. 4-7, в свидетельствуют о том, что с ростом y_0 интенсивность роста μ_1 уменьшается.

Обработка опытных данных по формуле (4-16) дает совпадающие значения коэффициентов μ_1 и μ_{1n} в области перегретого пара и существенно меньшие значения μ_{1n} в области влажного пара. Уменьшение коэффициентов μ_{1n} , рассчитанных по предельно неравновесной схеме, вызвано ростом дополнительных потерь от взаимодействия фаз. Это доказывает, что неравновесный процесс физически более правильно отражает картину течения влажного пара в сопловых решетках турбин. Следует, однако, отметить, что данный вывод относится к результатам испытаний решеток при крупнодисперсной начальной влаге. Для капель размером $d < 5 \cdot 10^{-7}$ м при давлении среды $p > 0,5$ кгс/см² процесс расширения будет протекать практически равновесно (см. рис. 1-2), и, следовательно, коэффициент расхода примет иные значения.

Таким образом, для расчета действительного расхода необходимо знать коэффициент расхода μ_1 или μ_2 . Однако номенклатура типов профилей и решеток, применяемых в турбостроении, довольно обширна, а диапазон возможных режимов течения в решетках (числа Ма, Re и степень турбулентности) достаточно широк. Экспериментально определить коэффициенты расхода для всех возможных вариантов режимов и типов решеток практически невозможно. В то же время коэффициенты μ_1 и μ_2 существенно зависят от геометрических и режимных параметров и прежде всего от формы

профиля, толщины выходной кромки, относительной высоты решетки, угла выхода и входа потока, чисел Ma и Re , степени турбулентности и влажности, т. е. от параметров, определяющих распределение скоростей и потери энергии в решетке. Наиболее точно расход определяется при сверхзвуковых скоростях. В этом случае коэффициент расхода зависит лишь от потерь в суживающейся части каналов. Для дозвуковых и сверхзвуковых скоростей важно знать истинное давление в минимальном сечении канала, которое в общем случае отличается от давления за решеткой, определяемого из теплового расчета.

Давление в минимальном сечении на спинке профиля существенно зависит от эффективного угла выхода потока. При дозвуковых скоростях для сопловых решеток с малыми углами выхода ($\alpha_{1\text{эф}} < 13^\circ$) давление в горловом сечении, как правило, оказывается выше, чем статическое давление за решеткой. При больших углах выхода ($\alpha_{1\text{эф}} > 16^\circ$) давление в минимальном сечении, наоборот, меньше, чем за решеткой. Давление в минимальном сечении сопловых и рабочих лопаток сильно зависит также от толщины выходных кромок и относительного шага. Чем больше толщина кромки, тем меньше давление в минимальном сечении канала, так как косой срез решетки выполняет роль диффузора.

Параметры потока в горловом сечении зависят также и от других параметров: кривизны обводов профиля, угла входа потока и угла установки профиля, чисел Ma , Re и степени влажности пара. Используя многочисленные экспериментальные значения потерь, полученные в статических условиях, и некоторые данные о коэффициентах расхода на турбинных ступенях, можно расчетным путем учесть влияние на коэффициенты расхода турбинных ступеней большинства геометрических и режимных параметров.

Если из опыта или расчета известно распределение давления по обводам профиля и соответственно давление в минимальном сечении

канала, то уточнить расход можно с помощью дополнительного коэффициента

$$\bar{q} = q/q_n = \sqrt{\frac{(1 - \varepsilon_*)^2 - [\bar{p}(1 - \varepsilon_1) + \varepsilon_1 - \varepsilon_*]^2}{(1 - \varepsilon_*)^2 - (\varepsilon_1 - \varepsilon_*)^2}}, \quad (4-17)$$

где $\bar{p} = (p_m - p_1)/(p_0 - p_1)$ — средний коэффициент давления в минимальном сечении канала; $\varepsilon_1 = p_1/p_0$; $\varepsilon_* = p_*/p_0$; p_1 , p_m , p_* и p_0 — среднее давление за решеткой, давление в минимальном сечении, критическое давление и давление полного торможения. Тогда формулы для расчета действительного расхода газа через решетку при дозвуковых скоростях принимают вид:

$$\begin{aligned} \dot{m}_1 &= (\mu_1 \bar{q}) \pi d l_1 p_1 c_{1t} \sin \alpha_{1\text{эф}}; \\ \dot{m}_2 &= (\mu_2 \bar{q}) \pi d l_2 p_2 c_{2t} \sin \beta_{2\text{эф}}, \end{aligned} \quad (4-18)$$

где коэффициенты μ_1 и μ_2 учитывают лишь потери в суживающейся части канала.

4.4. ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕШЕТОК ПРИ ПЕРЕМЕННЫХ РЕЖИМНЫХ ПАРАМЕТРАХ

Характеристики турбинных решеток (ξ , $\alpha_1(\beta_2)$; $\mu_1(\mu_2)$ и др.) в существенной мере зависят от чисел Ma , Re , углов входа потока $\alpha_0(\beta_1)$, начальной турбулентности, влажности y_0 и других параметров. Выявление закономерностей влияния перечисленных режимных параметров на потери энергии ξ , углы выхода $\alpha_1(\beta_2)$ (рис. 4-9,б) и коэффициенты расхода μ необходимо для расчета переменных режимов решеток, а также для определения оптимальных условий их работы.

Влияние сжимаемости (числа Ma) на характеристики «дозвуковых» решеток обнаруживается начиная с $Ma \approx 0,3$. С увеличением числа Ma (в дозвуковой области) потери ξ уменьшаются, достигают минимума при $Ma \approx 0,7 \div 0,9$ и в области сверхзвуковых режимов вновь возрастают (рис. 4-9,а). Изменение ξ в докритической области при Ma в докритической области при безотрывном обтекании можно объяснить тем, что градиенты скоростей в сжимаемой жидкости с ростом Ma

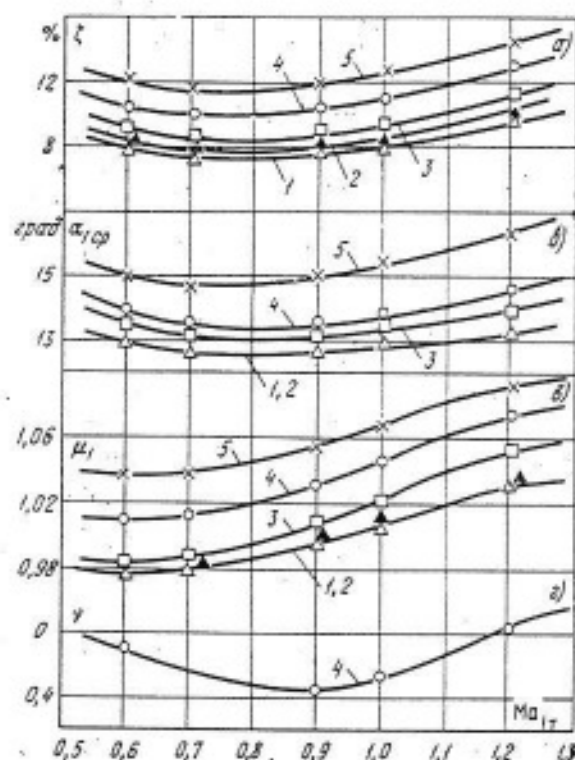


Рис. 4-9. Влияние числа Маха на характеристики турбинной решетки профилей С-9012А при $Re = 3,8 \cdot 10^5$.
1 — $\Delta f > 0$; 2 — $y_0 = 0$; 3 — $y_0 = 2\%$; 4 — $y_0 = 5\%$; 5 — $y_0 = 8\%$ ($f = 0,75$; $b = 71,5$ мм; $\Delta_{кр} = 1,7$ мм).

увеличиваются. Точка минимума давлений в косом срезе при этом несколько смещается по потоку, протяженность конфузторного участка на спинке возрастает.

При появлении начальной влаги характер зависимости ζ от числа Ма сохраняется качественно примерно таким же, как и в перегретом паре, хотя сжимаемость в потоке влажного пара проявляется многограннее. С изменением градиентов скоростей меняется не только толщина пограничного слоя, но и структура жидкой фазы (размеры капель, коэффициент скольжения фаз, устойчивость движения пленок и капель и другие параметры). Несмотря на воздействие различных факторов, минимум потерь в решетке при изменении начальной влажности достигается практически при одном и том же значении Ма. Можно назвать, в частности, два фактора, действующих в разных направлениях. С ростом Ма уменьшается коэффициент скольжения γ (рис. 4-9,г), что уменьшает потери кинетической энергии паровой фазы. В то же вре-

мя рост скоростей приводит к более раннему отрыву пленок, их дроблению и дополнительному росту потерь.

Модальный размер осредненных по массе капель d_m составлял в данных опытах примерно $60 \cdot 10^{-6}$ м.

Уменьшение коэффициента γ с ростом Ма (до $Ma \approx 0,95$) объясняется ростом градиентов скоростей в канале и относительно большим отставанием капель от потока пара из-за инерции. Рост коэффициента γ при сверхзвуковых скоростях может быть объяснен значительным дроблением пленок и капелек влаги в скачках уплотнения и появлением мелкодисперсной влаги в «скачках» конденсации. Следует отметить, что полученные в опытах значения коэффициента γ (рис. 4-9,г) оказались достаточно высокими ($\gamma \approx 0,42 + 0,6$), несмотря на значительные размеры капель перед решеткой ($d_m \approx 60$ мкм). Это еще раз подчеркивает существенную роль дробления капель и пленок внутри канала решетки. Действительно, при использовании метода взвешивания измеряемая сила, действующая на лопатку, определяется только скольжением фаз внутри канала до выходной кромки [формула (4-10)], и, следовательно, при движении влаги только в виде пленки коэффициенты γ должны были бы оказаться весьма малыми.

Как уже отмечалось выше, коэффициент расхода в перегретом и влажном паре зависит от многих параметров, в том числе и от Ма. Такая зависимость для решетки С-9012А представлена на рис. 4-9,в. Из графиков видно, что при дозвуковых скоростях ($Ma < 0,75$) коэффициент расхода остается практически постоянным. Наиболее интенсивный рост μ_1 наблюдается в диапазоне чисел Ма от 0,8 до 1,1. При сверхзвуковых скоростях ($Ma > 1,1$) влияние числа Ма на μ_1 снова ослабевает. Такой характер изменения μ_1 можно объяснить следующими причинами. При докритических тепловых перепадах в диапазоне чисел Ма от 0,8 до 1,0 рост коэффициента μ_1 связан в основном с более интенсивным падением давления в мини-

мальном сечении по сравнению с падением давления за решеткой. Так как для докритических режимов теоретический расход подсчитывается по параметрам за решеткой, уменьшение давления в горловых сечениях каналов приведет к росту μ_1 . Дальнейший рост μ_1 при $Ma > 1$ вызван, по-видимому, уменьшением толщины пограничного слоя под действием разности давлений на выходном участке сопла (происходит «выдувание» пограничного слоя). С переходом в область влажного пара характер кривой $\mu_1(Ma)$ качественно не изменяется.

Влияние числа Рейнольдса на характеристики решеток, как показывают многочисленные исследования, особенно велико при отрывном обтекании спинки профиля или при наличии утолщенной выходной кромки. При безотрывном течении для хорошо спрофилированных решеток потери энергии в широком диапазоне числа Re остаются практически постоянными (рис. 4-10, а). Уменьшение числа Re , подсчитанного по параметрам за решеткой и хорде профиля как для перегретого, так и влажного пара приводит к незначительному росту коэффициентов потерь до $Re \approx 2 \cdot 10^5$. Дальнейшее уменьшение Re приводит к некоторому снижению потерь, что связано с переходом турбулентного пограничного слоя в ламинарный. Рост кромочных потерь в этом случае влияет на изменение суммарных потерь в меньшей степени.

С переходом от насыщенного ($y_0 = 0\%$) к влажному пару ($y_0 = 10\%$) качественный характер зависимости $\zeta(Re)$ меняется незначительно, обнаруживается лишь более интенсивное расслоение кривых $\zeta(Re)$ при изменении Ma . Зона практической автомодельности по числу Re наблюдается приблизительно при тех же значениях Re , что и для перегретого пара. В какой-то мере это объясняется обнаруженным в опытах постоянством коэффициентов скольжения фаз ν при изменении числа Re (рис. 4-10, г). При постоянных числах Ma (приблизительно при $c = const$) изменение числа Re за счет плотности среды при-

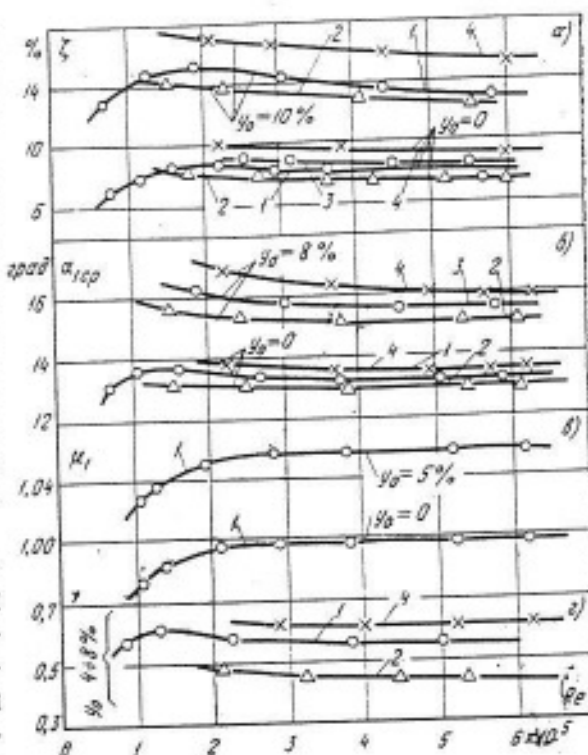


Рис. 4-10. Характеристики турбинной решетки профилей С-9012А в зависимости от числа Рейнольдса.
1 — $Ma=0,6$; 2 — $Ma=0,9$; 3 — $Ma=1,0$; 4 — $Ma=1,2$ ($t=0,75$; $b=71,5$ мм; $\Delta_{кр}=1,7$ мм; $t=0,7$).

водит к двум противоположно действующим факторам: меняются сила взаимодействия фаз и размеры капель влаги, возникающих в результате дробления пленок и крупных капель.

Практический интерес представляет изучение влияния числа Re на угол выхода потока из решетки. Анализ полученных результатов показывает, что в решетке С-9012А с кромкой профиля $\Delta_{кр}=1,7$ мм угол выхода $\alpha_{ср}$ в широком диапазоне чисел Re (рис. 4-10, б) остается практически постоянным. Во влажном паре угол выхода с уменьшением Re возрастает сильнее, чем в перегретом. Это объясняется меньшим искривлением линий тока капелек влаги при низких значениях плотностей пара.

Уменьшение числа Re ($Re < 3 \times 10^5$) приводит к существенному снижению коэффициента расхода μ_1 вне зоны автомодельности (рис. 4-10, в). Здесь как в перегретом, так и во влажном паре происходит интенсивное увеличение толщины пограничного слоя, причем начало зна-

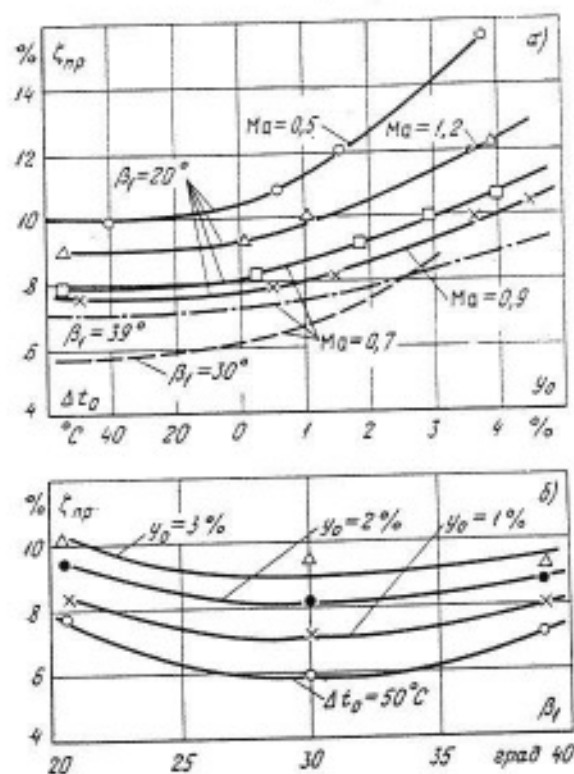


Рис. 4-11. Влияние числа Маха (а) и степени влажности пара (б) на характеристики активной турбинной решетки (профиль Р-3021А, $\bar{t}=0,62$; $\bar{t}=2,0$; $\beta_2=21^\circ$; $Re=2,5 \cdot 10^5$).

чительного снижения μ ; для влажного пара наблюдается при несколько больших числах Re . По-видимому, это связано с изменением скоростей жидкости в пленке и соответствующим изменением расхода двухфазной среды.

В решетках активного типа влияние чисел Ma , Re и влажности пара на характеристики решеток оказывается качественно таким же, как и в сопловых решетках реактивного типа. На рис. 4-11, а приводятся результаты испытаний решетки Р-3012А ($\bar{t}=0,62$; $\bar{t}=2,0$; $\beta_2=21^\circ$; $Re \approx 2,5 \cdot 10^5$), полученные методом траверсирования полей скоростей (давлений) за решеткой с помощью пневмометрических зондов. Испытания показали, что профильные потери ζ_{np} линейно увеличиваются с ростом влажности, начиная с $y_0=1\%$. Такой характер изменения потерь сохраняется и при изменении угла входа потока, однако влияние угла входа β_1 во влажном паре оказывается менее значительным, чем в перегретом (рис.

4-11, б). Отсюда можно заключить, что основные причины, вызывающие дополнительные потери от влажности в невращающихся реактивных и активных решетках, практически одни и те же. Форма канала влияет на величину дополнительных потерь, но почти не изменяет характера зависимости ζ от y_0 . Испытания активных решеток подтвердили, что с ростом влажности концевые потери увеличиваются. Следует отметить, что исследования рабочих решеток проводились в статических условиях, когда скорость жидкой фазы перед решеткой совпадала по направлению со скоростью пара (аналогично испытаниям сопловых решеток). Такая схематизация реального потока ограничивает возможности обобщений приведенных выше исследований. Более близкие к натурным условиям испытания на входе в решетку могут быть получены на обращенной модели, описание которой приведено в гл. 5.

Анализ опытных данных показывает, что наибольший удельный вес в общем балансе дополнительных потерь имеют потери, обусловленные дроблением пленок и капель внутри канала и за выходными кромками, потери на трение в двухфазном пограничном слое, а также потери, связанные со скольжением капель и их взаимодействием с входными кромками.

Важно отметить, что в зависимости от чисел Re и Ma происходит некоторое перераспределение составляющих дополнительных потерь. Так, с уменьшением числа Рейнольдса заметно снижаются потери на дробление пленок и капель на входе и за выходными кромками, но интенсивно растут дополнительные потери на трение. При низких числах Re уменьшается также скольжение жидкой фазы в каналах решеток.

С ростом Ma при $Ma > 1$ и $Re = \text{const}$ отмечается некоторый рост потерь, что объясняется интенсификацией кромочных процессов дробления пленок, и разгона капель, а также увеличением скольжения капель в канале. Однако переход к сверхзвуковым скоростям в решет-

ке на влажном паре сопровождается менее интенсивным возрастанием потерь, чем в решетке на перегретом паре. Этот результат объясняется, по-видимому, тем, что жидкая пленка обладает большей сопротивляемостью отрыву, и поэтому влияние скачка, замыкающего зону местных сверхзвуковых скоростей на спинке, оказывается более слабым. Следовательно, жидкая фаза стабилизирует течение в решетке при околосзвуковых скоростях, причем область заметного увеличения потерь энергии смещается в сторону больших чисел Маха.

Рассматриваемые результаты позволяют заключить, что независимо от характера деформации эпюры давлений по профилю и структуры двухфазной среды в канале появление жидкой фазы приводит к увеличению потерь на трение в решетке, росту углов выхода потока и увеличению коэффициентов расхода.

4.5. ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ РЕШЕТОК НА ИХ АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Задача оптимизации решеток, работающих на влажном паре, требует накопления экспериментального материала, устанавливающего влияние отдельных геометрических параметров на характеристики решеток. Ниже приводятся результаты некоторых исследований сопловых решеток методом взвешивания одиночной лопатки, полученные Д. А. Шишкиным [Л. 48, 124]. Определялись потери энергии ζ , углы выхода $\alpha_{\text{вх}}$, коэффициенты расхода μ_1 и скольжения γ в зависимости от шага решетки $\bar{l}$, угла установки α_y , относительной высоты лопатки $\bar{h}$ и толщины выходных кромок Δ .

Шаг решетки $\bar{l}$ является одним из основных геометрических параметров, определяющих параметры ζ , $\alpha_{\text{вх}}$, μ_1 и частоту возмущающих сил, действующих на рабочие лопатки. На рис. 4-12, а можно видеть увеличение оптимального шага решетки с ростом влажности, что легко объясняется более интенсивным влиянием кромочных потерь. Выполне-

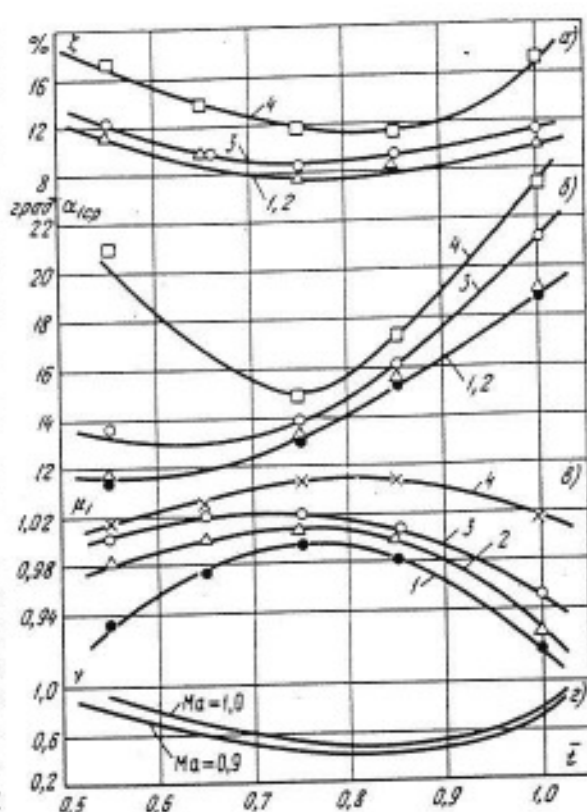


Рис. 4-12. Изменение потерь энергии ζ (а), угла выхода потока $\alpha_{\text{вх}}$ (б), коэффициента расхода μ_1 (в) и осредненного значения коэффициента разгона γ (г) в зависимости от относительного шага $\bar{l}$.

1 — $\Delta t = 80^\circ\text{C}$; 2 — $y_0 = 0$; 3 — $y_0 = 2\%$; 4 — $y_0 = 8\%$. Профиль С-9012А, $\bar{t} = 0.7$, $\alpha_y = 34^\circ$, $\Delta_{\text{кр}} = 1.7$ мм, $Ma = 0.9$, $b = 71.5$ мм, $Re = 3.8 \cdot 10^5$.

ние сопловых решеток для работы на влажном паре с большим относительным шагом имеет несомненные преимущества, так как в ступени уменьшается число неподвижных выходных кромок — концентраторов жидкой фазы, что приводит к уменьшению средней дисперсности жидкой фазы (см. § 3-1). Это благоприятно сказывается и на уменьшении эрозионного износа рабочих лопаток.

Детальный анализ структуры потока в каналах сопловых решеток (см. гл. 3) позволяет сделать предположение о более интенсивном росте потерь при малых относительных шагах не только из-за большей доли затрат энергии на капельный вихревой кромочный след, но также из-за многократного дробления капель и пленок жидкости. Капли, падающие на вогнутую поверхность лопатки, расплескивают пленку и могут попадать на спинку профиля, где также происходят дробление и унос

жидкости. В результате этого увеличивается коэффициент ν (рис. 4-12,з) и растут дополнительные потери в решетке. При больших относительных шагах ($\bar{t} > 0,9$) вновь начинается более интенсивный рост дополнительных потерь от влажности, что объясняется преобладающим влиянием увеличивающегося коэффициента ν . Рост ν в этой зоне вызван увеличением доли капель влаги, проскальзывающих без соприкосновения с поверхностями лопаток, и уменьшением количества жидкости, движущейся в виде пленок.

С ростом относительного шага средний угол выхода потока $\alpha_{\text{ср}}$ во влажном паре возрастает более интенсивно по сравнению с α_1 в перегретом паре. Это связано с отклоняющим действием капель жидкости, проходящих через канал без контакта с поверхностью лопаток. В опытах обнаружен значительный рост $\alpha_{\text{ср}}$ также при малых $\bar{t}$ и вы-

соких начальных влажностях y_0 (рис. 4-12,б). По-видимому, в этом «повинны» капли, вторично отразившиеся от спинки профиля (см. рис. 3-20). С уменьшением шага доля таких капель и их воздействие на поток будут возрастать.

Изменение шага существенно сказывается на характере кривых коэффициентов расхода μ . С ростом шага $\bar{t}$ от 0,5 до 0,8 происходит увеличение μ , однако при дальнейшем росте $\bar{t}$ вновь наблюдается падение μ (рис. 4-12,в). Эти закономерности оказываются одинаковыми как для перегретого, так и для влажного пара. Правда, интенсивность изменения μ с ростом влажности уменьшается. Такой характер протекания кривых $\mu(\bar{t})$ объясняется существенным ростом доли потерь от трения при малых $\bar{t}$ и значительной неравномерностью полей скоростей при больших $\bar{t}$. Влага в этом случае играет стабилизирующую роль.

Важным геометрическим параметром решетки является ее относительная высота. Как показывает эксперимент, концевые потери в сопловых решетках несколько увеличиваются с ростом влажности (рис. 4-13,а). Это связано с дополнительными потоками жидкой фазы, движущимися от вогнутой поверхности к спинке в виде пленок и капельного подслоя. При этом увеличиваются потери на трение у торцевых поверхностей и потери на образование и поддержание вихревого движения на спинке и у концов лопаток. В декартовой системе координат кривые: $\xi = f(b/l)$ для влажного пара имеют больший угол наклона, чем для перегретого (рис. 4-13,а), что и свидетельствует об увеличении концевых потерь. Необходимо отметить, что качественный характер кривых $\xi(\bar{t})$ на дозвуковых и сверхзвуковых режимах сохраняется примерно одинаковым.

Наиболее сильно изменение относительной высоты сказывается на среднем угле выхода потока из решетки (рис. 4-13,б). Увеличение углов $\alpha_{\text{ср}}$ с увеличением b/l обнаруживается как в перегретом, так и во влажном паре, однако с ростом

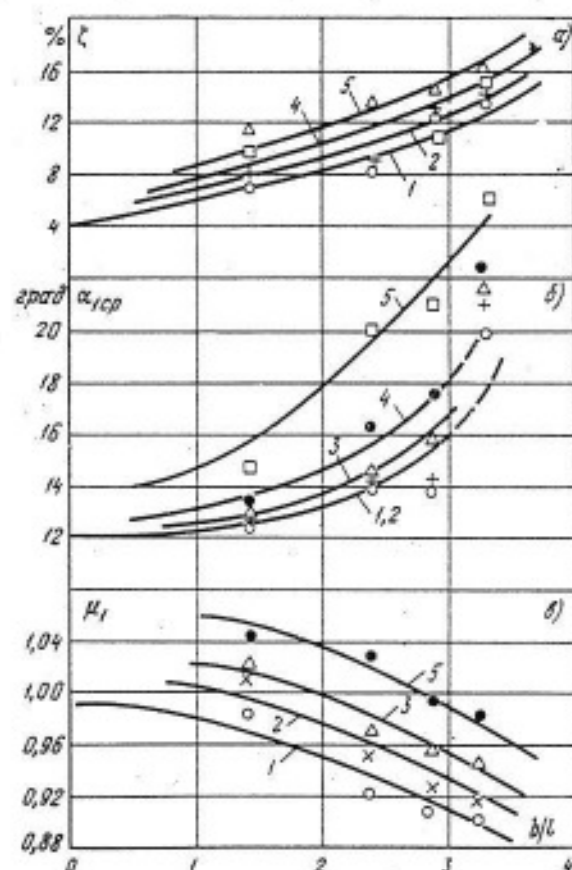


Рис. 4-13. Влияние относительной высоты сопловой решетки $\bar{t}$ на основные характеристики: ξ , $\alpha_{\text{ср}}$ и μ_1 .

1 — $\Delta t = 80^\circ\text{C}$; 2 — $y_0 = 0$; 3 — $y_0 = 2\%$; 4 — $y_0 = 4\%$; 5 — $y_0 = 8\%$. Профиль С-9012А, $\bar{t} = 0,75$, $b = 71,5$ мм, $\Delta_{\text{кр}} = 1,7$ мм, $Ma = 0,9$.

Увеличение $\alpha_{\text{ср}}$ оказывается более значительным. Такая закономерность кривых $\alpha_{\text{ср}}$ объясняется общим ростом потерь энергии в решетках и более значительным увеличением α_1 в зоне вторичных вихревых течений.

Влияние относительной высоты лопаток на коэффициент расхода представлено на рис. 4-13, в. В области насыщенного и влажного пара влияние $\bar{b}$ на μ_1 оказывается более существенным и определяется дополнительными потерями, присущими реальному двухфазному потоку.

Специальные опыты позволили установить изменение кромочных потерь в зависимости от влажности пара и толщины выходных кромок (рис. 4-14, а). С увеличением начальной влажности меняется положение точек отрыва потока на спинке и вогнутой поверхности (см. § 3-2), увеличиваются протяженность и глубина вихревого следа, заметно снижается давление за кромкой. В связи с увеличением затрат энергии на дробление пленок кромочные потери также возрастают с ростом влажности. Существенно, что влажность меняет и характер зависимости $\zeta_{\text{кр}}$ от $\bar{\Delta}$. Нарушение линейной закономерности изменения $\zeta_{\text{кр}}$ обнаруживается при меньших относительных толщинах кромки $\bar{\Delta}$ ($\bar{\Delta} = \Delta_{\text{кр}}/a$, где a — ширина горлового сечения канала).

С изменением толщины кромки меняется и угол выхода потока: с увеличением $\bar{\Delta}_{\text{кр}}$ углы выхода потока уменьшаются и тем интенсивнее, чем ниже начальная влажность потока (рис. 4-14, б). Следует отметить, что влияние толщины кромки на угол выхода потока оказывается качественно различным в зависимости от способа изменения толщины кромки. Уменьшение толщины кромки в наших опытах осуществлялось способом подрезания вогнутой поверхности профиля, что приводит к росту углов выхода потока [Л. 34]. Данные измерений угла α_1 в области перегретого пара методом траверсирования потока пневмометрическими угомерами, удовлетвори-

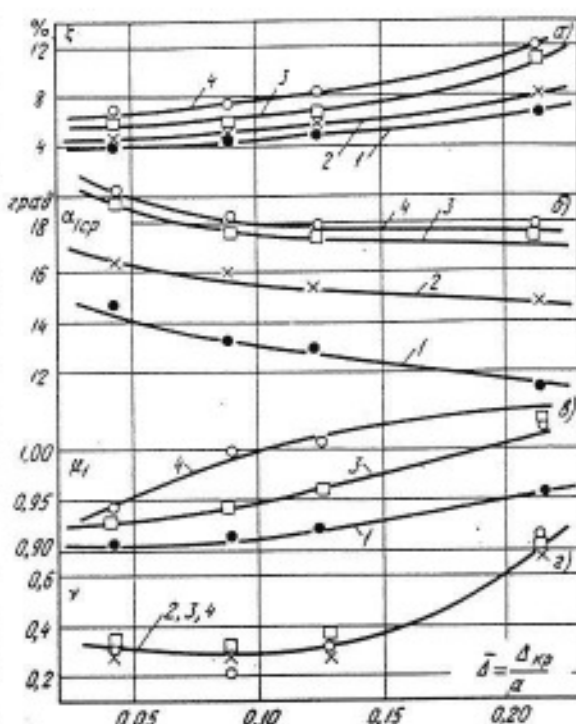


Рис. 4-14. Зависимость потерь энергии ζ (а), угла выхода потока $\alpha_{\text{ср}}$ (б), коэффициента расхода μ_1 (в) и коэффициента разгона γ (г) от относительной толщины выходной кромки профиля.

1 — $\Delta t = 80^\circ \text{C}$; 2 — $y_0 = 2\%$; 3 — $y_0 = 6\%$; 4 — $y_0 = 8\%$. Профиль С-9012А, $\alpha_y = 32^\circ$, $\bar{t} = 0,85$, $\bar{t} = 0,7$, $Ma = 0,9$.

тельно совпадают с данными взвешивания одиночной лопатки.

С увеличением толщины кромок растет коэффициент расхода как в перегретом, так и во влажном паре (рис. 4-14, в). Такой характер изменения μ_1 может быть объяснен смещением по потоку точки отрыва пограничного слоя на кромке и уменьшением давления в горловом сечении по сравнению с давлением за решеткой. Во влажном паре этот эффект проявляется в большей степени, что обусловлено изменением вязкости бинарного пограничного слоя по сравнению с вязкостью перегретого пара.

На потери энергии, угол выхода и коэффициент расхода решеток существенное влияние оказывает угол установки профиля α_y . На рис. 4-15 представлены результаты исследований решетки С-9012А на перегретом и влажном паре при различных числах Маха. Как видно из графиков, с ростом α_y коэффициент потерь энергии вначале уменьшается, а затем растет, т. е. имеется оптимальное значение $\alpha_y =$

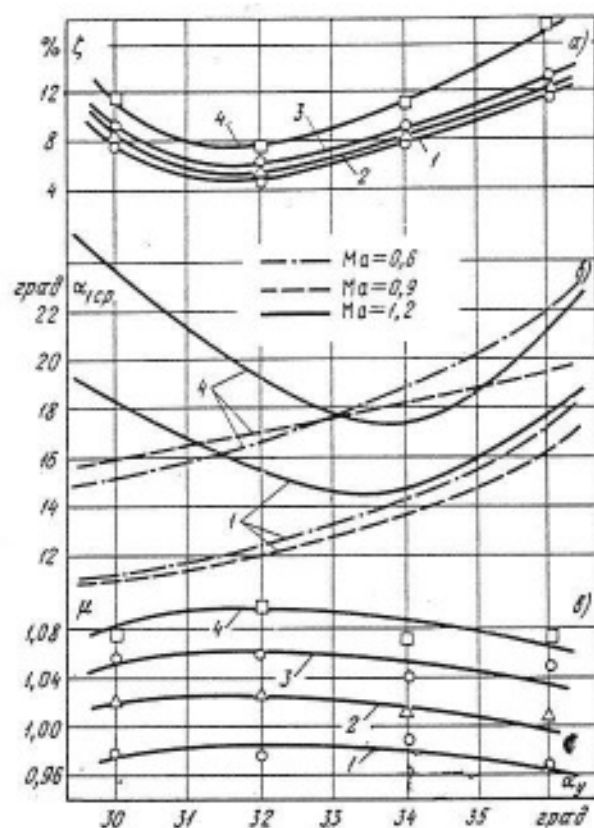


Рис. 4-15. Изменение основных характеристик турбинной решетки в зависимости от угла установки профиля. 1 — $\Delta t = 90^\circ \text{C}$; 2 — $y_0 = 0$; 3 — $y_0 = 2\%$; 4 — $y_0 = 8\%$. Профиль С-9012А, $\bar{t} = 0,85$, $\bar{t} = 0,7$, $\Delta_{кр} = 1,7 \text{ мм}$, $Ma = 0,9$.

$= 32^\circ$. Это значение $\alpha_{y, \text{опт}}$ сохраняется практически постоянным при различных значениях y_0 и Ma . При больших углах α_y с ростом y_0 наблюдается более существенный рост потерь из-за проскальзывания жидкой фазы и увеличения коэффициента скольжения ν (рис. 4-15, а).

Угол $\alpha_{1ср}$ увеличивается во всем диапазоне $\alpha_y = 30^\circ \div 36^\circ$ на перегретом и влажном паре (рис. 4-15, б). Однако эта закономерность нарушается при сверхзвуковых скоростях ($Ma > 1,2$), когда с увеличением угла установки до величины $\alpha_y = 34^\circ$ угол выхода уменьшается, а в дальнейшем возрастает. Это явление из-за недостатка опытных данных пока объяснить трудно.

Зависимость коэффициента расхода μ_1 от α_y и y_0 имеет характер, аналогичный зависимости $\mu_1 = f(\bar{t})$ (рис. 4-15, в). С увеличением α_y вначале наблюдается незначительный рост μ_1 , а в дальнейшем его падение. При малых α_y уменьшается горловое сечение канала и соответ-

ственно растет доля потерь на трение в пограничном слое. При больших α_y уменьшается незначительно конфузурность канала, увеличивается неравномерность полей скоростей в минимальном сечении и как следствие этих факторов наблюдается падение μ_1 . Влажность существенного влияния на закономерности протекания $\mu_1 = f(\alpha_y)$ не оказывает.

Отсутствие опытных данных для различных профилей, полученных при реальных (в общем случае разных) рассогласованиях скоростей фаз по величине и направлению, а также при реальной дисперсности жидкой фазы не дает оснований предложить обоснованные и надежные методы расчета характеристик решеток $\{\zeta; \alpha_1(\beta_2); \mu\}$. Однако уже сейчас возникает необходимость в оценке дополнительных потерь и отклонений углов выхода, возникающих вследствие влажности, для правильного построения треугольников скоростей и более совершенного профилирования проточной части (подчеркнем, что в данном случае речь не идет о расчете экономичности ступеней; методы определения к. п. д. турбин рассматриваются в гл. 5).

Приближенные оценки параметров ζ и α_1 могут быть сделаны на основании приведенных выше исследований. Суммарный коэффициент потерь кинетической энергии и средний угол выхода потока из решетки можно определить по эмпирическим формулам:

$$\zeta^{\pi} = \zeta^{\pi} + \Delta\zeta; \alpha_{1ср} = \alpha_1^{\pi} + \Delta\alpha_{1ср}, \quad (4-19)$$

где ζ^{π} и α_1^{π} — потери и угол выхода потока для перегретого пара.

В общем случае величины приращения потерь $\Delta\zeta$ и углов $\Delta\alpha_{1ср}$ являются функциями влажности y_0 , чисел Ma и Re , формы профиля, углов входа и выхода потока $\alpha_0(\beta_1)$, $\alpha_1(\beta_2)$, шага $\bar{t}$, толщины выходной кромки $\Delta_{кр}$, угла установки профиля $\alpha_y(\beta_y)$ и, главное, начальной дисперсности и рассогласования скоростей фаз. В первом приближении для профилей МЭИ при равномер-

ном поле скоростей перед решеткой, отсутствии рассогласования скоростей фаз и средней дисперсности жидкой фазы $d_m \approx (40 \div 60) \cdot 10^{-6}$ м значения $\Delta \zeta$ и $\Delta \alpha_{\text{ср}}$ могут быть приняты равными:

$$\Delta \zeta \approx 0,6 \text{ \%}; \Delta \alpha_{\text{ср}} \approx 30 \text{ \%}. \quad (4-20)$$

Следует отметить, что в формулах (4-19) и (4-20) $\Delta \zeta$ — приращение потерь кинетической энергии паровой фазы, а $\Delta \alpha_{\text{ср}}$ — приращение угла выхода, осредненного по количеству движения двухфазного потока.

На основании приведенных выше экспериментальных исследований структуры потока (гл. 3) и характеристик решеток могут быть сделаны некоторые предварительные рекомендации по выбору геометрических размеров решеток:

1. Для турбин влажного пара целесообразно выбрать шаг сопловых решеток увеличенным на 5—10% по сравнению с оптимальным шагом решеток для перегретого пара. Это приводит к уменьшению потерь в решетке и доли кромочных следов с крупнодисперсной влагой,

а также к снижению модального размера капель. В том случае, если в сопловой решетке применяется внутриканальная сепарация, целесообразно применять малые шаги или увеличенный входной участок профиля (гл. 8).

2. Оптимальные углы установок профилей остаются, по-видимому, такими же, как и для перегретого пара. В условиях влажного пара целесообразно стремиться к минимальным толщинам выходных кромок.

3. Проведенные исследования распределений давлений (гл. 3) и потерь в решетках не дают пока оснований для рекомендаций по улучшению обводов профилей с точки зрения как уменьшения потерь, так и обеспечения мелкодисперсной структуры влаги.

4. Обнаруженный рост средних углов выхода двухфазного потока должен обязательно учитываться при построении треугольников скоростей и профилировании рабочих лопаток периферийных сечений последних ступеней турбин, где местная концентрация влаги достигает 30% и более.

ГЛАВА ПЯТАЯ

ВЛИЯНИЕ ВЛАЖНОСТИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СТУПЕНЕЙ ТУРБИН

5-1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБИННЫХ СТУПЕНЕЙ. БАЛАНС ПОТЕРЬ

Проведенный выше анализ возникновения жидкой фазы в турбинных ступенях и структуры потока дает возможность качественно, а в некоторых случаях и количественно определить параметры двухфазного потока. Однако полное теоретическое решение задачи все еще остается невозможным. В связи с этим возникает необходимость в экспериментальных исследованиях ступеней и группы ступеней турбин и отдельных отсеков (в том числе и натуральных), работающих на влажном паре. Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные

в этой области [Л. 18, 37, 44, 63, 66, 84, 87, 91, 222 и др.] дают основание провести классификацию дополнительных потерь энергии в турбинной ступени при наличии влажности, взяв в качестве определяющего признака причину возникновения этих потерь. Такими причинами являются:

1) уменьшение располагаемого теплоперепада из-за нереализации фазовых переходов при полной или частичной неравновесности расширения пара;

2) ударное тормозящее воздействие капель воды на рабочие лопатки из-за различного направления векторов скорости пара и влаги;

3) наличие затрат части кинетической энергии пара на ускорение водяных капель, скорость которых обычно меньше скорости пара;

4) скачкообразное выделение влаги в проточной части турбины при срабатывании больших теплоперепадов;

5) уменьшение массы пара (вследствие конденсации), развивающей полезную работу на венце;

6) перераспределение параметров (скорости, давления и др.) в межлопаточных каналах, в зазоре и за ступенью по сравнению с расчетными параметрами для сухого пара;

7) изменение формы сопловых и рабочих лопаток под воздействием эрозии лопаток.

Сложность раздельного исследования перечисленных факторов очевидна, поэтому экспериментально удается, как правило, получить лишь интегральные характеристики ступеней. Расшифровка составляющих потерь и составление их баланса ведутся с помощью теоретических расчетных методов и некоторых косвенных экспериментальных исследований. К таким исследованиям, проведенным в МЭИ, следует отнести определение моментных характеристик ступеней, полученных на перегретом, насыщенном и влажном паре (при начальной дисперсности жидкой фазы $d_m \approx 60 \cdot 10^{-6}$ м) в широком диапазоне изменения отношения u/c_0 (от 0 до 0,7).

При заторможенном роторе ($u/c_0=0$) и паре, перегретом на входе в ступень, когда процесс расширения заходит в двухфазную область, не пересекая зоны Вильсона, основным видом потерь являются потери от переохлаждения. Действительно, в этом случае отсутствуют потери на разгон капель, потери в «скачках» конденсации и т. д. Конденсации пара в проточной части также не происходит, ибо в пограничном слое, где возможно возникновение ядер конденсации и образование пленок, энтальпия пара равна энтальпии торможения. Происходит лишь частичная конденсация в кромочных следах.

Если начало процесса заходит

в двухфазную область, а первичная влага является крупнодисперсной, то появляются дополнительные потери на разгон капель и пленок. Фазовые переходы и теплообмен играют здесь второстепенную роль. Таким образом, исследования МЭИ дают возможность с достаточной для практических целей точностью определить при $u/c_0=0$ потери от переохлаждения ζ_n и потери на разгон капель ζ_p . В качестве примера можно упомянуть рис. 4-8 (см. § 4-3), на котором представлен график изменения потерь от переохлаждения, полученный на одиночной турбинной ступени активного типа при $u/c_0=0$ (кривая 1). Здесь же нанесены опытные данные, полученные методом взвешивания на одиночном осесимметричном сопле и на решетке профилей С-9012А.

Следует отметить, что приведенные опытные данные по влиянию переохлаждения на экономичность недостаточно точны, так как ряд параметров не выдерживался постоянным. Это прежде всего относится к числу Re , которое менялось с изменением начальной температуры. Правда, абсолютные значения чисел Re превышали $5 \cdot 10^5$, т. е. были близки к зоне практической автомодельности. Тем не менее совпадение опытных точек с теоретической кривой можно признать удовлетворительным. Здесь, однако, необходимо отметить, что перенос потерь от переохлаждения, полученных при $u/c_0=0$, на другие значения u/c_0 возможен только при учете изменения реактивности ступени. Действительно, с ростом u/c_0 увеличивается ρ и, следовательно, при прочих равных условиях меняются параметры в зазоре в кромочных следах сопловых решеток, что вызывает конденсацию пара в вихревых дорожках и на поверхностях рабочих решеток.

Потери на разгон пленок и капель, их дробление в проточной части турбинной ступени ζ_p были получены вычитанием из суммарных потерь энергии потерь на переохлаждение ζ_n при $u/c_0=0$ (рис. 5-1). Следует отметить, что опытные точки для различных отношений давлений в ступени ($\epsilon=0,6 \div 0,8$) со зна-

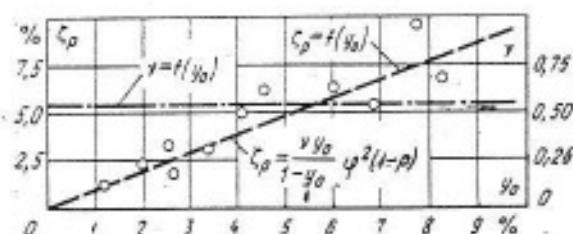


Рис. 5-1. Зависимость потерь на разгон влаги в турбинной ступени от начальной влажности при $u/c_0=0$, $l_1=15 \div 50$ мм, $\varepsilon=0,87 \div 0,7$ (в расчетывалось при $\varphi=0,95$, $\rho=0,10$).

чительным разбросом, зависящим от начальной влажности y_0 , ложатся на одну кривую. Это позволяет в приближенных расчетах использовать экспериментальные кривые и для определения потерь на разгон в ступени при $u/c_0 > 0$.

Теоретический расчет потерь на разгон капель в зазоре ступени возможен при условии, если известна величина скольжения $v=c_2/c_1$. Правда, в приведенных на рис. 5-1 графиках учтены потери на разгон пленок и их дробление, и, таким образом, v не точно характеризуют истинную величину рассогласования скоростей капель и пара. На рис. 5-1 построена расчетная кривая коэффициента v , определенного по формуле

$$v = \frac{z_p x_p}{2(1 - x_0) \varphi^2 (1 - \rho)} \quad (5-1)$$

при $\varphi=0,95$ и $\rho=0,1$.

Как видно из формулы (5-1), величина v не зависит от влажности y_0 и для данного отношения давления равна 0,5. С ростом перепада давлений при дозвуковых скоростях рассогласование скоростей увеличивается. Этот вывод согласуется с данными испытаний решеток методом взвешивания (§ 4-4).

Анализ моментных характеристик при переменных значениях u/c_0 позволил определить и третий вид потерь от влажности — потери на удар капелек воды о рабочие лопатки. На рис. 5-2 представлена зависимость потерь на удар от отношения u/c_0 при переменных значениях влажности y_0 . Обработка опытных данных в координатах $\xi_{уд}/y_0$, u/c_0 показала, что точки ложатся около одной кривой. Таким образом, подтверждается очевидный

вывод о пропорциональности потерь на удар степени влажности пара y_0 .

Относительные потери на удар для данного типа активных ступеней сравнительно малой веерности ($d/l > 8$) при крупнодисперсной начальной влажности ($d_m \approx 50 \cdot 10^{-6}$ м) могут быть аппроксимированы следующей эмпирической зависимостью:

$$\xi_{уд}/y_0 = 4(1-v)(u/c_0)^2. \quad (5-2)$$

Если считать основными видами потерь кинетической энергии в ступени от влажности потери на разгон капелек влаги и на удар о рабочие лопатки, то расчет уменьшения экономичности $\Delta \eta_{эл}$ ступени можно произвести исходя из следующих соображений. Снижение мощности турбинной ступени из-за увеличенных потерь паровой фазы равно:

$$\begin{aligned} \Delta N_{\pi} &= G_{\pi} u (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) - \\ &- G_{\pi} u \varphi_p (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) = \\ &= G_{\pi} u (1 - \varphi_p) (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2), \end{aligned} \quad (5-3)$$

а уменьшение мощности, развиваемой жидкой фазой, по сравнению с мощностью от паровой фазы того же расхода составит:

$$\begin{aligned} \Delta N_{ж} &= G_{ж} u \varphi_p (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) - \\ &- G_{ж} u \varphi_p v (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) = \\ &= G_{ж} u \varphi_p (1 - v) (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2). \end{aligned} \quad (5-4)$$

Просуммировав эти потери мощности и отнеся их к располагаемой энергии ступени, получим величину

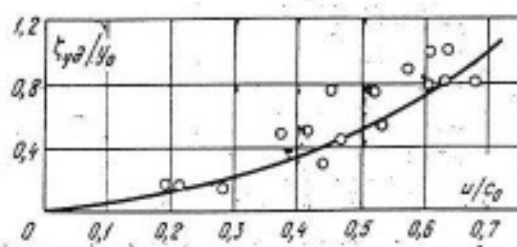


Рис. 5-2. Потери на удар в турбинной ступени при $y_0=0 \div 8\%$, $l_1=15 \div 50$ мм. Расчет выполнен по формуле (5-2) при $v=0,5$.

снижения к. п. д. ступени от влажности:

$$\Delta \eta_{oi}^{nl} = \frac{\Delta N}{G \frac{c_0^2}{2}} =$$

$$= \frac{2Gu (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2)}{G c_0^2} [(1 - y_0) \times$$

$$\times (1 - \varphi_p) + y_0 \varphi_p (1 - v)] =$$

$$= \eta_{oi}^{nl} [(1 - y_0) (1 - \varphi_p) + y_0 \varphi_p (1 - v)]. \quad (5-5)$$

В формулах (5-3) и (5-4) приняты следующие допущения:

1. Коэффициент скорости $\varphi_p = c_{1n}^{nl}/c_{1n} = c_{2n}^{nl}/c_{2n}$, равный отношению скорости пара при наличии влаги к скорости пара в той же ступени при $x_0=1$, принят одинаковым как для c_1 , так и для c_2 . Следует, однако, отметить, что с достаточной степенью точности φ_p может быть определено по формуле (5-1) для сечения ступени за сопловой решеткой. Это объясняется сравнительно малым изменением величины $c_2 \cos \alpha_2$ в зоне оптимальных u/c_0 . Величина φ_p рассчитывается по формуле

$$\varphi_p = \sqrt{1 - \zeta_p} =$$

$$= \left[\frac{(1 - y_0) - 2v y_0 \varphi^2 (1 - \rho)}{(1 - y_0)} \right]^{1/2}.$$

2. Коэффициент скольжения жидкой фазы v также принят одинаковым для сечений за сопловой и рабочей решетками.

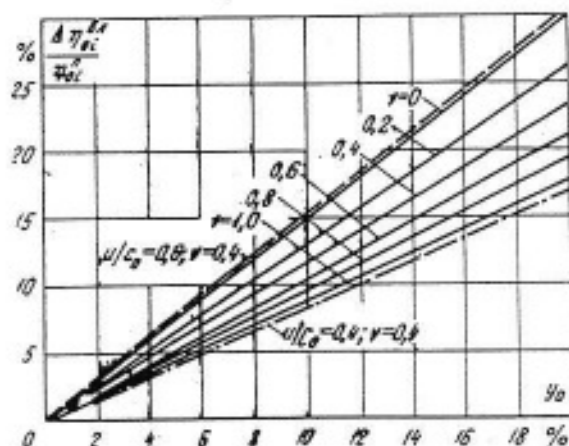


Рис. 5-3. Влияние начальной влажности y_0 и коэффициента скольжения v на величину относительного снижения к. п. д. $\Delta \eta_{oi}^{nl} / \eta_{oi}^{nl}$ ($\varphi = 0,95$, $\rho = 0,10$, $u/c_0 = 0,5$).

3. В формуле (5-4) предполагается, что жидкая фаза ведет себя в решетках турбин так же, как и паровая, т. е. как сплошная среда. В действительности крупнодисперсная влага не огибает вместе с паром профили решеток, а ударяется о них и дробится. Это приводит к дополнительным потерям, существенно зависящим от u/c_0 . В этой связи в формулу (5-5) вводится экспериментальный коэффициент, в результате чего получается:

$$\frac{\Delta \eta_{oi}^{nl}}{\eta_{oi}^{nl}} = [(1 - y_0) (1 - \varphi_p) +$$

$$+ 6y_0 \varphi_p (1 - v) \left(\frac{u}{c_0} \right)^2]. \quad (5-6)$$

Результаты расчетов, проведенных по формуле (5-6), представлены на рис. 5-3. С ростом v суммарные потери в ступени уменьшаются. Потери от крупнодисперсной влаги ($v=0,3 \div 0,6$) при $u/c_0=0,5$ оказываются приблизительно в 1,5—1,2 раза выше, чем потери от влажности в ступени с мелкодисперсной влагой ($v=1$). С ростом отношения u/c_0 суммарные потери возрастают за счет потерь от удара. Достоинством формулы (5-6) является то, что она позволяет в приближенных расчетах оценить влияние начального давления и доли крупнодисперсной влаги на экономичность турбинной ступени, работающей на влажном паре. К крупнодисперсной может быть отнесена вся влага, соприкасающаяся с поверхностями сопловых и рабочих решеток. Количество этой влаги рассчитывается по зависимостям, приведенным в гл. 3, а коэффициент скольжения v на основании опытов с дозвуковыми турбинными ступенями принимается равным 0,4—0,5.

Влияние начального давления на характеристики турбинных ступеней и решеток изучено недостаточно. Имеются лишь некоторые отрывочные данные. В частности, на рис. 5-4 приведены результаты экспериментального исследования сопла Лаваля (сопло № 2, табл. 6-1) при переменном начальном давлении и переменной концентрации крупнодисперсной влаги. На рис. 5-4,а даны значения коэффициентов скольже-

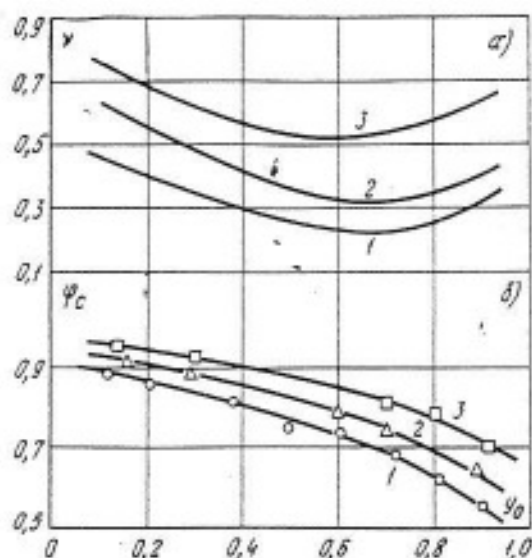


Рис. 5-4. Влияние начальной влажности y_0 и давления p_0 на коэффициент скольжения v (а) и коэффициент скорости ϕ_c (б) для расширяющегося сопла (сопло № 2, табл. 6-1).

1 — $p_0 = 2,5$ кгс/см²; 2 — $p_0 = 6,83$ кгс/см²; 3 — $p_0 = 18,0$ кгс/см².

ния в выходном сечении сопла, полученные В. К. Шаниным путем непосредственного измерения скоростей жидкой фазы (осреднение проводилось по уравнению количества движения). На рис. 5-4, б даны значения коэффициентов скорости ϕ_c , подсчитанные по измерениям тяги сопла. Эти опытные данные могут быть использованы для качественной оценки влияния начального давления p_0 и влажности (крупнодисперсной) на характеристики решеток.

Несмотря на приближенный характер расчета, экспериментальные значения отдельных составляющих потерь дают возможность с точностью, достаточной для практических целей, составить энергетический баланс ступени. На рис. 5-5 представлены опытные значения к. п. д. ступени ($d_{ср} = 400$ мм, $l_1 = 50$ мм, $\varepsilon = 0,85$, $Re = 5 \cdot 10^5$), полученные на перегретом и влажном паре в широком диапазоне значений u/c_0 . На этом же графике нанесены основные составляющие потерь от влажности, полученные на основании вышеприведенных исследований моментных характеристик ступеней. Дополнительные потери от влажности в ступени определялись по эксперимен-

тальным значениям ξ_p (см. рис. 5-1 и 5-2):

$$\xi_{\pi} = \eta_{oi} \xi_{\pi}; \xi_p = \eta_{oi} \xi_p; \xi_{уд} = \eta_{oi} \xi_{уд}.$$

Такая обработка опытных потерь ξ , полученных из моментных характеристик ступеней, обусловлена тем, что к. п. д. турбинной ступени на влажном паре

$$\eta_{oi}^{вл} = K \frac{M^{опл}}{N_0} = K \frac{u}{N_0} (M^{\pi} - \Delta M_{\pi} - \Delta M_p - \Delta M_{уд}) = \eta_{oi}^{\pi} \left(1 - \frac{\Delta M_{\pi}}{M^{\pi}} - \frac{\Delta M_p}{M^{\pi}} - \frac{\Delta M_{уд}}{M^{\pi}} \right),$$

следовательно,

$$\eta_{oi}^{вл} = \eta_{oi}^{\pi} - \xi_{\pi} - \xi_p - \xi_{уд},$$

где N_0 — располагаемая мощность; u — средняя окружная скорость ступени; ξ_{π} , ξ_p , $\xi_{уд}$ — потери энергии в ступени от переохлаждения, на разгон капель и на удар о лопатки. Из графиков, представленных на рис. 5-5, видно, что в зоне оптимальных u/c_0 основную долю потерь составляют потери на разгон пленки и их дробление. Вторыми по величине являются потери на удар капель о рабочие лопатки. Эти потери начинают расти особенно бурно при $u/c_0 > 0,3 \div 0,4$. Минимальными в данной ступени оказались потери

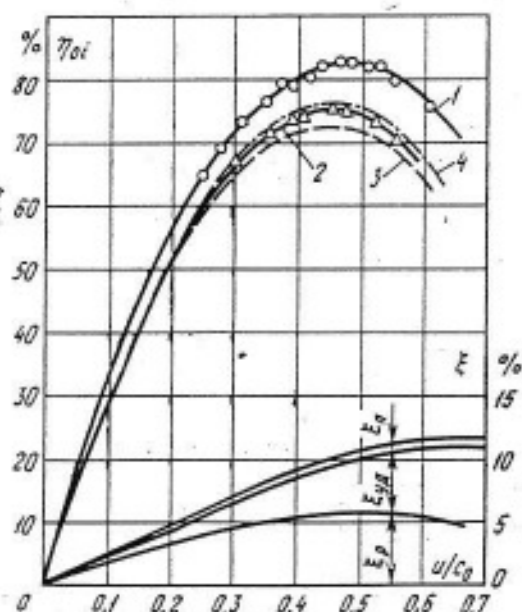


Рис. 5-5. Баланс потерь для перегретого и влажного пара в зависимости от отношения скоростей u/c_0 .

1 — $t_0 = 200^\circ\text{C}$; 2 — $y_0 = 7,0\%$; 3 — расчет по моментным характеристикам; 4 — расчет по формуле (5-6) ($\varepsilon = 0,85$, $Re = 5 \cdot 10^5$, $d_{ср} = 400$ мм, $l_1 = 50$ мм).

на переохлаждение пара, так как срабатываемый в ступени теплоперепад невелик. Для ступеней, срабатывающих большие теплоперепады, при небольшой начальной влажности потока y_0 баланс потерь будет иным (см. гл. 6).

На рис. 5-5 приведена также расчетная кривая зависимости к. п. д. ступени от u/c_0 , полученная по формуле (5-6) (кривая 4). Если учесть дополнительные потери от переохлаждения, то совпадение опытных и экспериментальных значений к. п. д. оказывается достаточно удовлетворительным.

5-2. ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ И РЕЖИМНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СТУПЕНЕЙ

Многочисленные исследования отдельных ступеней, отсеков и натурных турбин указывают на существенное влияние геометрических размеров ступеней (вверности d/l , высоты лопаток l , зазоров δ , толщин кромок $\Delta_{кр}$ и др.), а также режимных параметров (отношения скоростей u/c_0 , чисел Ma , Re и влажности y_0) на характеристики ступеней (к. п. д. $\eta_{ст}$, реакцию p , коэффициент расхода μ). В значительной мере перечисленные факторы зависят от дисперсности жидкой фазы.

Ниже приводятся результаты экспериментальных исследований турбинных ступеней и отсеков, проведенных в МЭИ и в других организациях. Влияние большинства геометрических и режимных парамет-

ров было изучено на ступенях малой и средней вверности с цилиндрическими незакрученными лопатками. Основные размеры испытанных в МЭИ ступеней представлены в табл. 5-1.

Продольный разрез экспериментальной турбины с увлажнителем и схема измерений и подготовки влажного пара представлены на рис. 5-6. Пар в экспериментальную турбину поступает из отбора промышленной турбины ТЭЦ МЭИ при давлении 6 кгс/см². На пути к турбинам пар дросселируется из состояния 1 (рис. 5-6, а) до необходимого давления 2 и проходит многоступенчатую систему охлаждения. Тепловая схема турбины ЭТ-4 включает две ступени охлаждения пара. Первая ступень (1, рис. 5-6, а) находится за 15 м от стопорного клапана и позволяет за счет впрыска конденсата получить пар заданной температуры, в том числе охладить пар до состояния насыщения (точка 3 на i, s -диаграмме).

Давление перед турбиной p_0 устанавливается после дросселирования до состояния 4, а начальная степень сухости обеспечивается с помощью второй ступени увлажнения. Начальная влажность в экспериментах не превышала 15%, а состояние в точке 0 регулировалось с помощью форсунок увлажнителя (рис. 5-6, а), через которые навстречу потоку пара впрыскивался конденсат с температурой, близкой к температуре насыщения. Расход конденсата измерялся с помощью тарированного

Таблица 5-1

№ ступ.	Профиль решетки		$d_{ср}, мм$	$l, мм$	$\Delta, мм$	$\alpha_1, град$	$\beta_2, град$	$\delta, мм$	F_d/F_c	Примечание
	сопловой	рабочей								
1	C-9012A	P-3525A	400	48	0,7	12°20'	22°40'	0,60	1,83	Бандаж есть
2	C-9012A	P-3021A	400	28	0,7	12°40'	20°	0,60	1,805	То же
3	C-9012A	P-3021A	400	18	0,7	13°10'	24°	0,60	1,96	Без бандажа
4	C-9012A	P-3021A	400	52	0,7	12°20'	22°	1—4	1,81	То же
5	C-9012A	P-3021A	400	28	0,7	12°40'	20°	0,6—3,5	1,8	Бандаж есть
6	C-9012A	P-3021A	534	28	4,31	13°15'	20°40'	0,60	1,8	То же
7	C-9012A	P-3021A	534	28	2,55	13°36'	20°40'	0,60	1,8	Без бандажа
8	C-9012A	P-3021A	534	28	1,53	15°50'	20°40'	0,60	1,72	Без бандажа
9	C-9012A	P-3021A	534	28	0,7	14°30'	20°40'	0,60	1,52	Без бандажа
10	C-9015A	C-9015A	400	50	0,7	15°	15°30'	0,60	1,065	Без бандажа

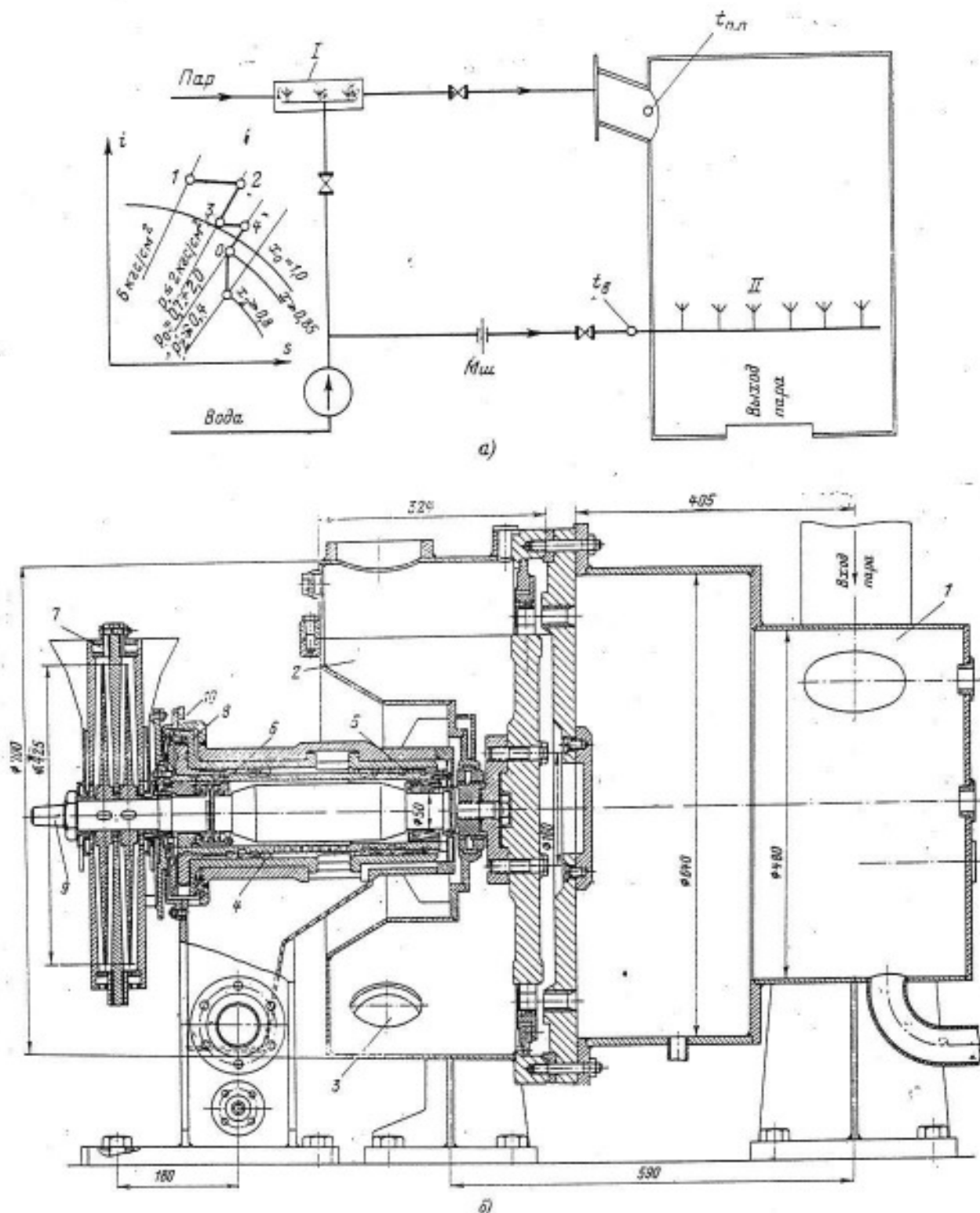


Рис. 5-6. Схема подготовки влажного пара (а) и продольный разрез (б) экспериментальной турбины МЭИ ЭТ-4.

расходного сопла *Мш*. Часть воды, которая не испарилась и не попала в виде мелких капель в турбину, отводится в дренажный бачок и измеряется. Общий расход пара через турбину измеряется мерным баком. Энтальпия влажного пара перед сопловой решеткой турбины опреде-

ляется по уравнению теплового баланса:

$$i_{в.п} = \frac{G_{п} i_{п} + G_{в} i_{в} - G_{хр} i_{хр}}{G_{с} + G_{сеп}},$$

где $i_{в.п}$ — энтальпия влажного пара перед соплами турбины (в сопловой коробке); $G_{п}$, $i_{п}$ — расход пара через

стопорный клапан турбины и его энтальпия (по параметрам перед форсунками при температуре $t_{н.н}$); G_n, i_n — расход воды через форсунки II и ее энтальпия; $G_{др}, i_{др}$ — расход воды в дренажный бак и ее энтальпия; $G_{сеп}$ — расход конденсата, измеряемый в системе влагоудаления; G_6 — расход конденсата, измеряемый мерным баком.

После увлажнения пар поступает в турбину. Турбина консольного типа с развитой паровпускной частью 1 (рис. 5-6, б). Пар после турбинных ступеней поступает в выходной кольцевой патрубок 2, который имеет пять симметричных радиальных выхлопных патрубков 3, обеспечивающих равномерное поле давлений и скоростей на выходе из ступени. Машина имеет «плавающую» втулку 4, в которой располагаются подшипники 5 и 6. С втулкой жестко соединен гидротормоз 7. Гидропята 8 воспринимает осевое усилие от ротора 9 и передает его на корпус машины 10. Нагрузочное устройство — дисковый двухступенчатый гидротормоз. «Плавающая» втулка позволяет провести исследования с высокой степенью точности, так как при ее использовании весовая головка измеряет сумму всех трех моментов: момента на диске гидротормоза, момента опорного подшипника и момента опорно-упорного подшипника. Турбина позволяет испытывать модели ступеней высокого и среднего давления с $l_p = 25 \div 75$ мм в одноступенчатом, а также полоторном и двухступенчатом вариантах.

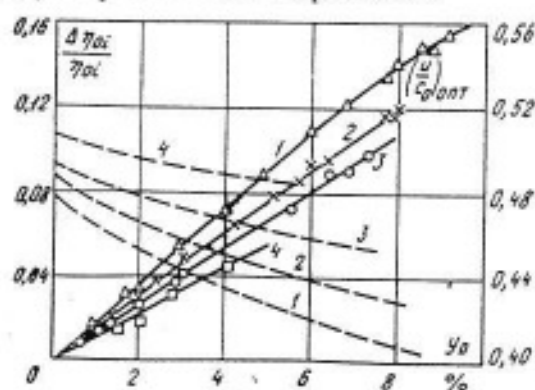


Рис. 5-7. Относительные изменения к. п. д. (сплошные линии) и отношения скоростей (пунктирные линии) в зависимости от степени влажности пара для ступеней различной веерности.

1 — $d/l=27$; 2 — $d/l=16$; 3 — $d/l=8$; 4 — $d/l=2,7$.

Опыты проводились при изменении основных режимных параметров в следующих пределах: начальной влажности пара y_0 от 0 до 15%; дисперсности жидкой фазы d_0 от 20 до 60 мкм; отношения скоростей u/c_0 от 0 до 0,9; отношения давлений на ступень $\varepsilon = p_2/p_0$ от 0,47 до 0,95; числа $Re = bc_1/\nu$ от $1,4 \cdot 10^5$ до $13,6 \cdot 10^5$. Здесь следует подчеркнуть, что для анализа полученных результатов использовались опытные данные при малых теплоперепадах $\varepsilon > 0,75$, когда влиянием вторичной влажности, образующейся в самой ступени, можно пренебречь (величина Δy в этих опытах не превышала 1%). Влияние влажности пара на характеристики турбинной ступени исследовалось в ступенях при изменении высоты сопловых и рабочих лопаток, толщины выходных кромок сопел $\bar{\Delta}_{кр}$, величины открытого радиального зазора $\bar{\delta}$, угла наклона сопловых лопаток γ и т. д.

Исследования показали, что одинаковая степень влажности пара в ступенях с разными высотами лопаток дает неодинаковое снижение к. п. д. Снижение экономичности ступени при изменении высоты лопаток в области перегретого пара достаточно хорошо соответствует опубликованным данным. В области влажного пара результаты опытов показали более существенную, чем в области перегретого пара, количественную зависимость внутреннего относительного к. п. д. ступени от высоты лопаток (рис. 5-7). Причина такого влияния состоит, очевидно, в следующем. Первичная (начальная) крупнодисперсная влага почти полностью сепарируется на сопловых лопатках в пленку, скорость которой мала по сравнению со скоростью пара (структура влажного пара в решетках рассмотрена в гл. 3). Доля крупнодисперсной влаги из-за наличия пленок на торцевых поверхностях с уменьшением высоты увеличивается. Часть энергии пара расходуется на трение между жидкой и паровой фазами, а также на дробление пленок и капель, что приводит наряду с ударным входом влаги на рабочие ло-

патки к дополнительным потерям. С уменьшением высоты лопаток доля этих потерь возрастает, так как возрастает относительная доля поверхностей. Сепарация влаги на рабочих лопатках увеличивает потери энергии (в ступени с бандажом), связанные со вторичными течениями в рабочих каналах; так как периферийная часть канала загромождается сепарированной влагой. Как известно, эти потери существенно зависят от относительной высоты лопаток. Исследования показали, что степень реактивности ступени возрастает с увеличением начальной влажности пара, приводя к увеличению утечки через радиальный зазор. Перечисленные факторы приводят к более резкому снижению к. п. д. ступени, работающей на влажном паре, по сравнению с работой той же ступени на перегретом паре при изменении относительной высоты сопловой решетки. На рис. 5-7 показано также изменение оптимального отношения скоростей $(u/c_0)_{\text{опт}}$. Увеличение начальной влажности пара одновременно со снижением экономичности турбинной ступени смещает оптимальное отношение (u/c_0) в сторону меньших значений. Это связано с интенсивным ростом потерь в ступени на влажном паре. Изменение $(u/c_0)_{\text{опт}}$ при увеличении начальной степени влажности пара происходит более интенсивно в ступенях с лопатками малой высоты.

Влияние влажности на к. п. д. ступеней, оборудованных бандажом, и без него показано на рис. 5-8. Из графиков (рис. 5-8, а) видно, что при небольших степенях влажности к. п. д. ступени без бандаж не несколько возрастает (на 1—2%) и начинает падать лишь при начальной влажности, превышающей 2%. Такой характер кривых объясняется тем, что влага, попадая на рабочие лопатки, под действием центробежных сил отбрасывается в периферийную зону, а при отсутствии бандаж — в радиальный зазор, который частично перекрывается образовавшейся на корпусе турбины жидкой пленкой. Потери энергии, связанные с открытым радиальным зазором, уменьшаются, что приво-

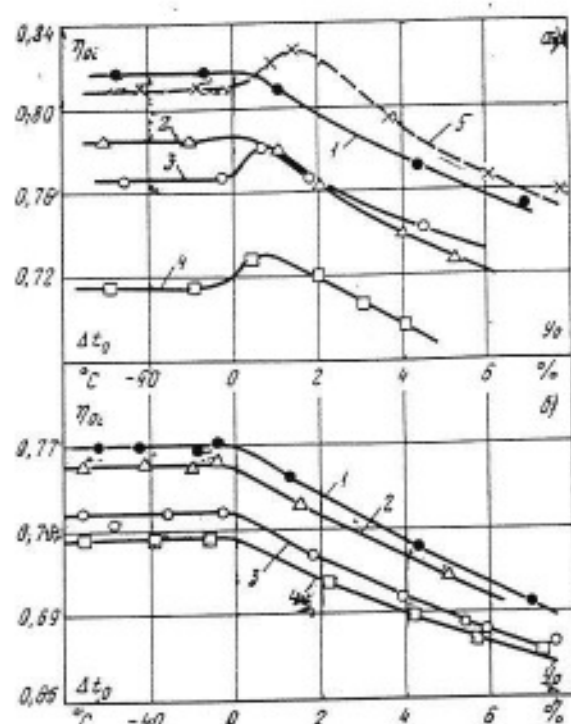


Рис. 5-8. Изменение внутреннего относительного к. п. д. ступени в зависимости от начальной влажности y_0 и перегрева пара Δt_0 .

а — при различных радиальных зазорах: — активные ступени, $\rho=0,1$; — — — степень реакции $\rho=0,5$; 1 — ступень с бандажом, $\delta_p=0,8$; 2—5 — ступени без бандаж: 2 — $\delta_p=0,6$ мм; 3 — $\delta_p=1,7$ мм; 4 — $\delta_p=4,9$ мм; 5 — $\delta_p=1,0$ мм ($d_{\text{ср}}=400$ мм; $l_1=48$ мм; $\varepsilon=0,85$); б — при различных толщинах выходных кромок сопел: 1 — $\Delta_{\text{кр}}=0,7$ мм; 2 — $\Delta_{\text{кр}}=1,55$ мм; 3 — $\Delta_{\text{кр}}=2,55$ мм; 4 — $\Delta_{\text{кр}}=4,31$ мм ($d_{\text{ср}}=534$ мм; $l_1=25$ мм; $\varepsilon=0,85$).

дит к повышению к. п. д. ступени. Однако рост толщины пленки на стенке корпуса не может происходить безгранично (всегда $\delta_{\text{пл}} < \delta_p$). Следовательно, в каждом конкретном случае существует определенная степень перекрытия радиального зазора сепарированной жидкой фазой. В данных опытах толщина пленки в радиальном зазоре находилась в пределах 0,5—1,0 мм. Некоторые исследования реактивной ступени ($\rho=0,5$) показывают более интенсивный рост к. п. д. в зоне малых влажностей (кривая 5). Так, при переходе из зоны перегретого пара к начальной влажности $y_0 \approx 1,5\%$ к. п. д. ступени увеличивается приблизительно на 2%. Этот результат становится понятным, если учесть, что потери от утечек пара в реактивной ступени существенно выше, чем в активной. Сопоставляемые ступени имели одинаковый сред-

ний диаметр $d_{\text{ср}}=400$ мм и высоту сопловой решетки $l_1=48$ мм. Радиальный зазор в реактивной ступени δ_r был равен 1,0 мм, а величина u/c_0 , при которой проводилось сопоставление, составляла 0,65 (в активной ступени $u/c_0=0,5$). Следует отметить более интенсивное падение к. п. д. реактивной ступени при больших влажностях (при $y_0 > 1,5\%$) по сравнению с активной, что в значительной степени объясняется большим значением u/c_0 и соответственно большей долей потерь от удара капель о рабочие лопатки.

Влияние толщины выходных кромок сопловых решеток $\Delta_{\text{кр}}$ на характеристики ступеней исследовалось на ступенях № 6—9 (см. табл. 5-1). Ступени испытывались с одним рабочим колесом и постоянными зазорами в проточной части. При работе турбинной ступени на влажном паре картина обтекания выходных кромок решетки существенно изменяется. Точка отрыва парового пограничного слоя смещается вниз по потоку, образуя на выходной кромке сопла диффузорный участок. Основной поток пара в этом случае обтекает кромку сопла, «заостренную» стекающей пленкой влаги. Потери энергии, связанные с обтеканием толстой кромки, уменьшаются, но увеличиваются потери на дробление стекающих пленок и капель (см. § 4-5). По-видимому, с ростом толщины кромки наступает также более раннее дроб-

ление пленок и увеличивается коэффициент скольжения χ , что уменьшает потери на удар о рабочие лопатки. Этот вывод достаточно хорошо подтверждается опытными данными, представленными на рис. 5-8,б. Здесь показана зависимость к. п. д. от начальной влажности y_0 и перегрева пара Δt_0 перед ступенью при разных значениях толщины выходных кромок сопл (ступени № 6—9, табл. 5-1).

Для всех испытанных ступеней измерялась степень реактивности в верхнем и корневом сечениях. Характерная зависимость степени реакции ρ от отношения скоростей u/c_0 и начальной влажности пара y_0 показана на рис. 5-9 ($l_1=48$ мм; $d_{\text{ср}}=400$ мм). Опытная величина степени реакции в зависимости от u/c_0 в диапазоне изменения $u/c_0=0,3 \div 0,5$ достаточно хорошо описывается линейным законом. Изменение начальной температуры или степени влажности пара приводит к четкому расслоению опытных кривых. При подходе к пограничной линии ($x=1$) из зоны перегрева степень реакции вначале слабо убывает, а затем с увеличением влажности пара начинает возрастать. Такое изменение степени реакции, по-видимому, объясняется влиянием нескольких факторов:

1) коэффициенты расхода соплового аппарата в зоне влажного пара растут значительно быстрее, чем коэффициенты расхода рабочих лопаток, поэтому действительное соотношение площадей уменьшается;

2) рассогласование скоростей жидкой и паровой фаз и соответствующее этому увеличение углов β_1 также приводит к увеличению степени реактивности при возрастании начальной влажности потока;

3) в результате сепарации влаги на рабочих лопатках происходит интенсивное загромождение влагой периферийной части канала, а при отсутствии бандажа — радиального зазора, что уменьшает суммарную выходную площадь рабочих решеток.

На изменение степени реактивности ступени существенное влияние оказывает толщина выходных кро-

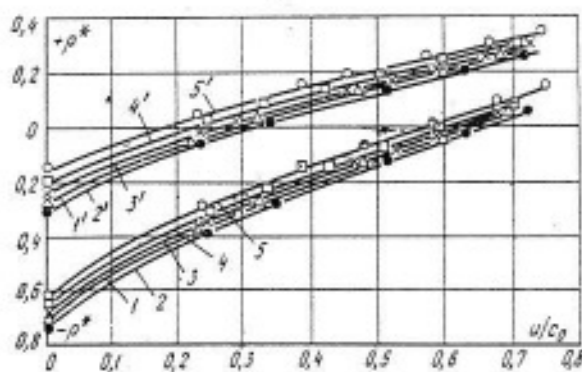


Рис. 5-9. Зависимость степени реактивности в верхнем и корневом сечениях сопла от отношения скоростей u/c_0 и начальной влажности пара y_0 ($\varepsilon=0,85$).

1, 1' — $\Delta t=100^\circ\text{C}$; 2, 2' — $\Delta t=0$; 3, 3' — $y_0=2\%$; 4, 4' — $y_0=4\%$; 5, 5' — $y_0=6\%$ (штрих относится к верхнему сечению ступени).

Профиль решетки		$d_{ср}$, мм	l_1 , мм	l_2 , мм	α_1 , град	β_2 , град	γ , град	Δ , мм	F_p/F_0
сопловой	рабочей								
ТС-1А	ТР-2А	534	25,15	28,65	14°30'	20°40'	0°10'	0,7	1,50
ТС-1А	ТР-2А	534	25,35	28,65	15°50'	20°40'	5°15'	0,7	1,38
ТС-1А	ТР-2А	534	25,5	28,65	14°45'	20°40'	-5°18'	0,7	1,59

мокс сопл, высота лопаток, отношение давлений на ступень и т. д.

Известно, что характеристики турбинных ступеней в значительной степени зависят от наклона лопаток (выходных кромок) соплового аппарата. С изменением наклона лопаток меняется распределение реакции вдоль радиуса по высоте лопаток, изменяются потери в решетках и к. п. д. всей ступени. Результаты эксперимента показывают, что максимальная величина к. п. д. ступени достигается при небольшом наклоне лопаток по потоку ($\gamma \approx +5 + 10^\circ$). При работе турбинных ступеней на влажном паре наклон лопаток влияет также и на распределение влаги в решетках. Для проверки влияния влажности и наклона лопаток на экономичность были испытаны три ступени с $\gamma = 0^\circ$; $+5^\circ$ и -5° . Основные размеры этих ступеней приведены в табл. 5-2.

Кривые на рис. 5-10 свидетельствуют о том, что максимальный к. п. д. как в перегретом, так и во влажном паре достигается при по-

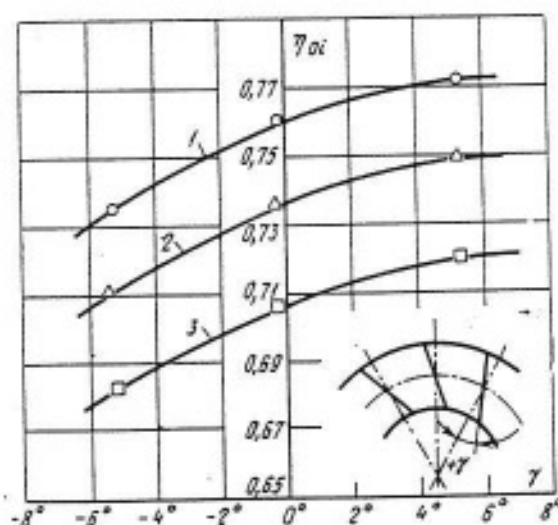


Рис. 5-10. Влияние наклона лопаток соплового аппарата и влажности на к. п. д. активной одновенечной ступени. 1 — $\Delta t_0 = 100^\circ\text{C}$; 2 — $y_0 = 2\%$; 3 — $y_0 = 4\%$ ($d_{ср} = 534$ мм; $\varepsilon = 0,85$).

ложительных углах наклона лопаток сопловых аппаратов. Разность реакций у периферии и корня в этом случае также минимальна.

Приведенный выше анализ влияния влажности и геометрических размеров на характеристики ступеней выполнен при значениях u/c_0 , близких к оптимальным. С изменением u/c_0 влияние влажности на к. п. д. и другие характеристики оказывается иным.

На рис. 5-11, а приведены графики изменения к. п. д. $\Delta\eta_{oi} = \eta_{oi}^n - \eta_{oi}^{вл}$ в зависимости от отношения скоростей u/c_0 . С падением u/c_0 умень-

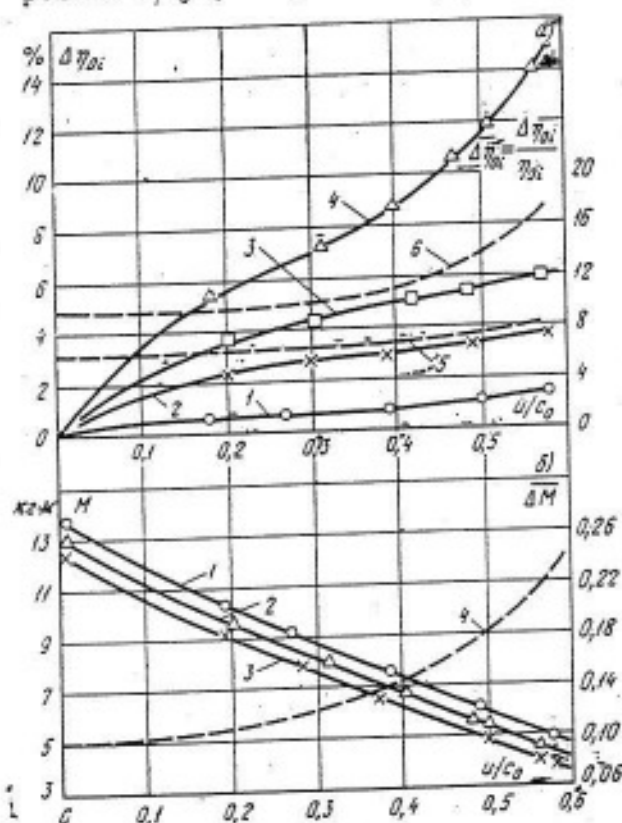


Рис. 5-11. Влияние отношения скоростей и влажности пара на характеристики ступени.

а — на экономичность ступени ($d_{ср} = 400$ мм, $l_1 = 48$ мм, $\varepsilon = 0,85$): 1 — $y_0 = 1\%$; 2 — $y_0 = 2,7\%$; 3 — $y_0 = 3,7\%$; 4 — $y_0 = 7,5\%$; 5 и 6 — $\Delta\eta_{oi}$ при $y_0 = 3,7$ и $7,5\%$; б — на моментные характеристики ступени ($d_{ср} = 534$ мм, $l_1 = 25$ мм, $\varepsilon = 0,85$): 1 — $\Delta t = 100^\circ\text{C}$; 2 — $y_0 = 2,7\%$; 3 — $y_0 = 4,9\%$; 4 — ΔM при $y_0 = 4,9\%$.

шается рассогласование скоростей w_{11} и w_{12} по углу входа на рабочие лопатки, что и приводит к снижению потерь энергии в ступени. Наиболее сильно эти потери уменьшаются в диапазоне $u/c_0 = 0,6 \div 0,3$. Дальнейшее снижение u/c_0 почти не сказывается на уменьшении относительных потерь, так как при малых u/c_0 резко падает реактивность ступени p (см. рис. 5-9), увеличиваются градиенты скоростей и растут потери на разгон капелек влаги. Эти же выводы следуют и из анализа моментных характеристик ступеней. Для примера на рис. 5-11,б даны графики изменения моментов M в зависимости от u/c_0 для ступени с $l_1 = 25$ мм и $d_{ср} = 534$ мм. Здесь же приведен график относительного уменьшения момента в зависимости от влажности $\Delta M = (M_{п} - M_{вл}) / M_{вл}$. Так же как и к. п. д., относительные моменты M уменьшаются наиболее интенсивно до $u/c_0 = 0,3$.

Следует отметить, что не все геометрические и режимные параметры ступеней исследованы с достаточной полнотой с точки зрения их влияния на экономичность ступени. Отсутствуют данные по влиянию хорды профиля (или числа лопаток в кольцевой решетке), угла выхода потока из решеток, дисперсности жидкой фазы в широком диапазоне ее изменения, давления пара (особенно в зоне высоких давлений) и других параметров.

На основании исследований структуры потока в соплах и решетках (гл. 3), решеток (гл. 4) и ступеней можно сделать лишь некоторые качественные рекомендации. По-видимому, для повышения экономичности ступеней целесообразно увеличивать хорды сопловых решеток (уменьшать число лопаток), что обеспечит снижение доли кромочных следов с крупными каплями, увеличит средний коэффициент скольжения и соответственно уменьшит потери в рабочих решетках. Можно предположить также, что с ростом давления среды при постоянной объемной концентрации жидкой фазы и прочих равных условиях экономичность ступеней в зоне высоких давлений будет возрастать,

поскольку рассогласование скоростей фаз будет меньше.

Необходимо также подчеркнуть, что результаты исследований решеток в статических условиях не могут быть пока использованы в полной мере для расчета и проектирования ступеней. Это объясняется тем, что, кроме сохранения подобия в сопоставляемых решетках и ступенях, необходимо знать полные характеристики решеток. Действительно, для определения экономичности ступени недостаточно иметь данные о потерях энергии в решетках. Необходимо также располагать сведениями о структуре потока, так как при одинаковых энергетических характеристиках могут оказаться различными дисперсность жидкой фракции, коэффициенты скольжения и соответственно воздействие влаги на рабочую решетку. Это положение подтверждается некоторыми сопоставлениями результатов исследований решеток и ступеней. Так, например, влияние относительной высоты лопаток в турбине и в статических условиях имеет совпадающий качественный характер: с уменьшением относительной высоты влияние влажности возрастает (см. рис. 5-7 и 4-13). В то же время влияние толщины выходной кромки в ступени (рис. 5-8,б) и в решетке (см. рис. 4-14) имеет несколько отличный характер. В ступени с ростом толщины выходной кромки влияние влажности на к. п. д. ступени уменьшается, а в решетке остается постоянным и даже немного возрастает (для $\bar{\Delta} \geq 0,20$, см. рис. 4-14). По-видимому, обнаруженная разница объясняется различной дисперсностью жидкой фазы, срывающейся с выходных кромок разной толщины, и различным воздействием влаги на рабочую решетку.

5-3. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ РАДИАЛЬНО-ОСЕВЫХ СТУПЕНЕЙ

В предыдущем параграфе было рассмотрено влияние влажности на характеристики осевых активных и реактивных ступеней. Очевидно, что

однозначно перенести полученные результаты на турбинные ступени другого типа невозможно. Значительное отличие в характеристиках будет наблюдаться для центробежных и центробежных ступеней, в которых направление движения пленок на вращающихся поверхностях может совпадать или не совпадать с направлением движения потока пара.

Наряду с осевыми ступенями широкое распространение в турбостроении получили радиально-осевые ступени с потоком пара, направленным от периферии к центру. Такие турбины применяются для привода вспомогательных устройств, в энергетических установках малой мощности, а также на транспорте в качестве основного двигателя. В связи со все более значительным применением в крупных турбинах (особенно на атомных станциях) двухпоточных ЦНД, ЦСД и даже ЦВД рассматриваются возможности применения двухпоточных радиально-осевых ступеней (ДРОС), позволяющих уменьшить габариты и повысить экономичность турбин [Л. 120]. Такого типа ступени имеют увеличенный по сравнению с после-

дующими осевыми ступенями диаметр сопловой решетки, что позволяет переработать больший тепловой перепад и тем самым сократить число ступеней. Освободившееся внутри турбины пространство при замене осевых ступеней одной ДРОС может быть использовано для повышения экономичности ЦНД за счет организации более плавной проточной части или развитого выхлопного патрубка.

На рис. 5-12 представлена экспериментальная турбина МЭИ с одним из вариантов ДРОС. Сопловой аппарат 1 и рабочее колесо 2 расположены в корпусе 3, который опирается на стойку 4. Корпус сварной конструкции имеет горизонтальный разъем, плоскость которого проходит через ось вращения. Ротор вращается в подшипниках скольжения 5, жестко установленных на подвижной раме 6. На этой же раме закреплен корпус гидротормоза 7. Подобная конструкция позволяет с высокой точностью измерять вращающий момент на валу ротора, включая и момент трения в подшипниках ротора [Л. 39]. Рабочее колесо испытанной ДРОС с целью облегчения изготовления и сокраще-

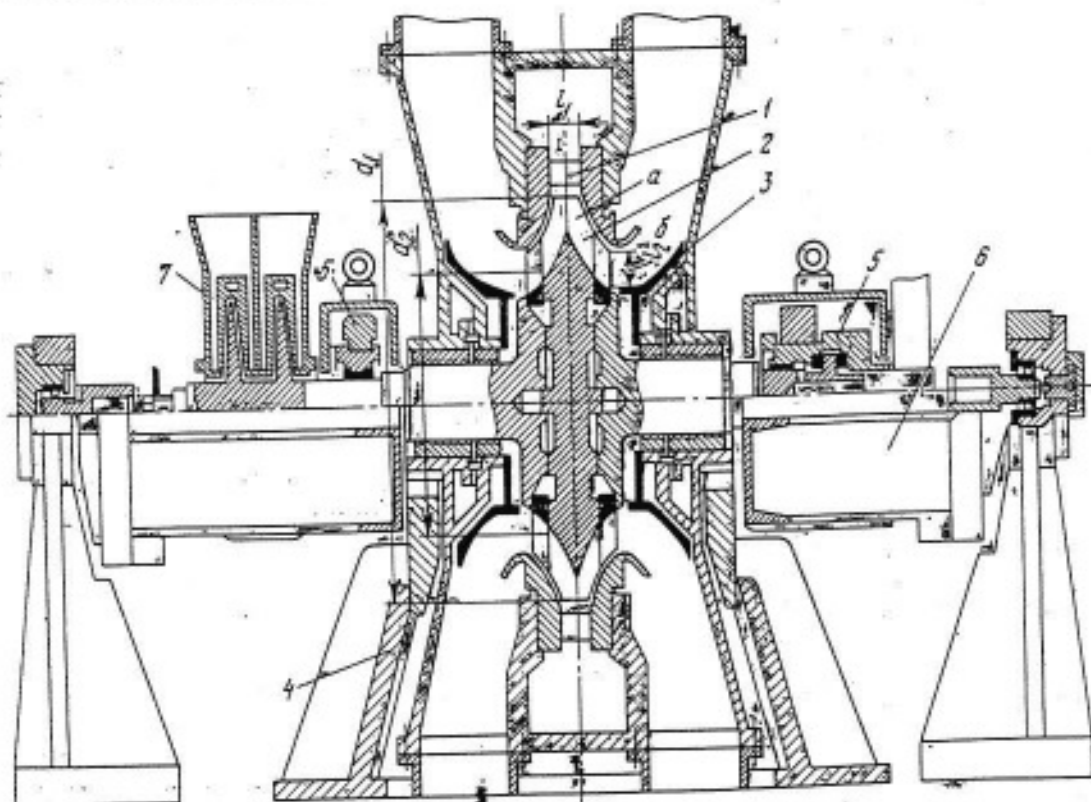


Рис. 5-12. Экспериментальная турбина МЭИ для исследований двухпоточных радиально-осевых ступеней (ДРОС).

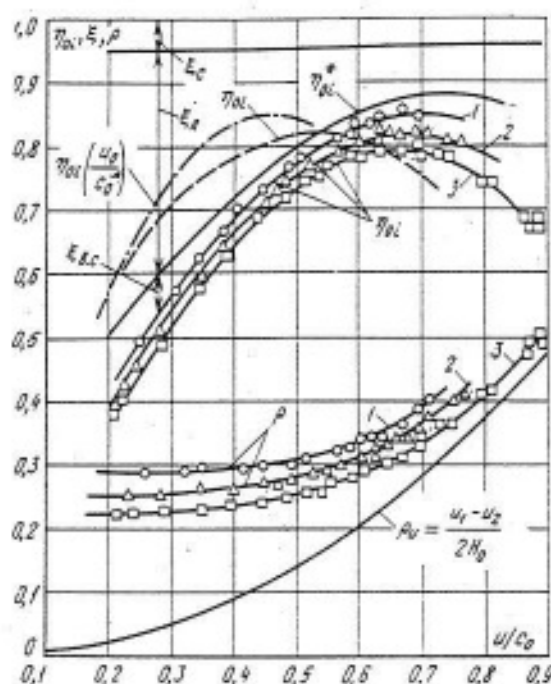


Рис. 5-13. Изменение к. п. д., степени реактивности и потерь энергии ДРОС в зависимости от u/c_0 .
1 — $\epsilon=0,44$; $Re=1,6 \cdot 10^5$; 2 — $\epsilon=0,55$; $Re=1,2 \cdot 10^5$;
3 — $\epsilon=0,66$; $Re=0,85 \cdot 10^5$.

ния осевого размера выполнено из радиальной части с плоскими лопатками (а) и двух осевых рабочих решеток, расположенных по обеим сторонам от нее (б). Основные параметры колеса: диаметр на входе $d_1=400$ мм, средний диаметр на выходе $d_2=260$ мм, высота лопаток на выходе $l_2=40$ мм, угол выхода $\beta_{2\phi}=20^\circ 30'$, количество радиальных пластин $z_p=23$, количество осевых лопаток $z_2=46$. Сопловой аппарат имеет высоту $l_1=30$ мм, хорду $b_1=42$ мм, относительный шаг $\bar{t}=0,60$ и угол выхода потока $\alpha_{1\phi}=12^\circ 50'$. Экспериментальные исследования, проведенные К. К. Александровым, показывают, что, несмотря на относительно малую высоту сопла и малый угол выхода, при $\epsilon=0,44$, $Re=1,6 \cdot 10^5$ и $u/c_0=0,65$ достигается сравнительно высокий к. п. д. ступени $\eta_{oi} \approx 0,85$ (рис. 5-13). При аналогичных размерах и равной пропускной способности осевая ступень для $u/c_0 \approx 0,52$ имеет к. п. д. $\eta_{oi} \approx 0,82$ (пунктирная линия на рис. 5-13). При $u/c_0 < 0,57$ осевая ступень имеет более высокий к. п. д. по сравнению с ДРОС. Однако следует учитывать, что u/c_0 для ДРОС определяется не

по u_2 , а по периферийной скорости u_1 , соответствующей максимальному диаметру рабочего колеса. Для сопоставления на рис. 5-13 нанесена кривая $\eta_{oi}=f(u_2/c_0)$, показывающая, что при сравнении по окружной скорости на выходе из колеса, соответствующей окружной скорости следующей за ДРОС осевой ступени, оптимум для ДРОС лежит правее оптимума для осевой ступени. На рис. 5-13 представлены также экспериментальные значения степени реакции ρ и отдельные составляющие потерь кинетической энергии: ξ_c — в соплах, ξ_l — в лопатках и $\xi_{в.с}$ — с выходной скоростью. Наиболее значительными оказываются потери в рабочих лопатках ξ_l . Особенно велики эти потери при малых отношениях u/c_0 . По-видимому, выбор большего числа лопаток и оптимальное профилирование рабочего колеса позволят повысить экономичность ступени еще на несколько процентов.

В МЭИ инж. О. П. Кустовым было исследовано влияние влажности на характеристики радиально-осевых ступеней с лопаточным и безлопаточным сопловым аппаратом. На рис. 5-14 показаны схема и основные размеры проточной части радиально-осевой ступени с лопаточным направляющим аппаратом. Основные геометрические размеры ступени: $l_1=12$ мм, $l_p=14$ мм, $l_2=36,5$ мм; $\alpha_1=18^\circ$; $\beta_{1p}=90^\circ$; $\beta_2=40^\circ$; $d_1=240$ мм, $d_{вт}=64$ мм. Схема безлопаточного соплового аппарата (улитки) показана на рис. 5-15, а. Улитка спрофилирована по методике изложенной в [Л. 37]. На рис. 5-15, б дан график изменения поперечных площадей F вдоль оси улитки. Пунктиром на графике показано теоретическое изменение площадей при различных углах выхода α_1 . Обнаруженное расхождение объясняется погрешностями, допущенными при изготовлении (литье) улитки.

Исследования ступеней проводились на водяном паре при переменных значениях начального и конечного давления, начальной температуры и влажности, что позволило менять в широких пределах значе-

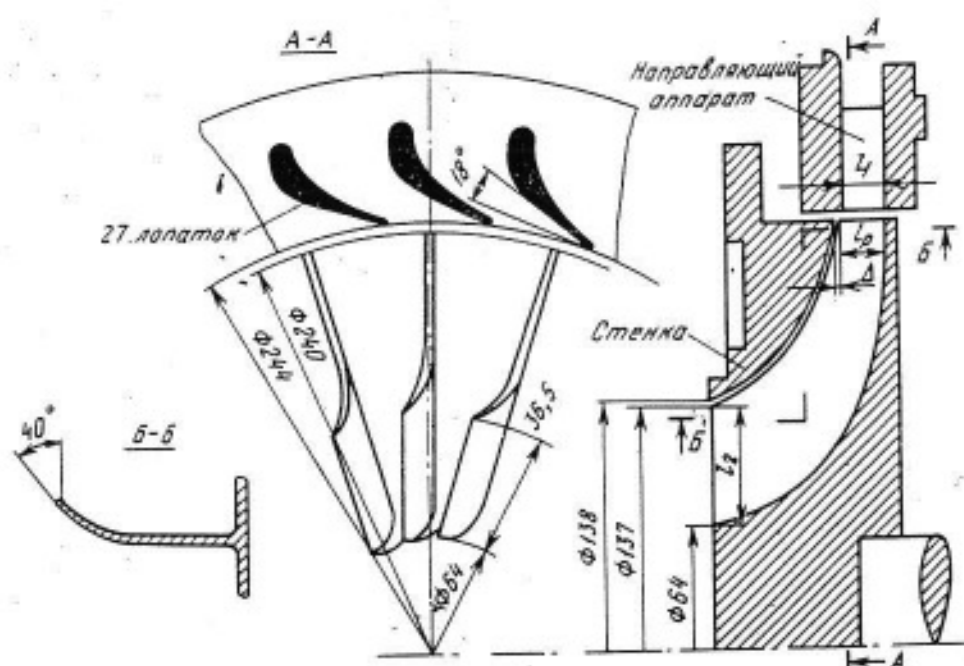


Рис. 5-14. Схема проточной части радиально-осевой ступени (РОС) с лопаточным направляющим аппаратом.

ния Re , Ma и y_0 . Подшипники турбины располагались в плавающей втулке, так что потери в них автоматически исключались из показаний весов. Нагрузка турбины снималась гидротормозом, а изменение осевого зазора осуществлялось перемещением вдоль оси торцевой стенки.

Результаты испытаний турбин с лопаточным и безлопаточным сопловыми аппаратами представлены на рис. 5-16 и 5-17. На рис. 5-16 показана зависимость к. п. д. ступени с лопаточным сопловым аппаратом от u/c_0 и начального перегрева пара Δt или влажности y_0 . На рис. 5-16,б соответствующие кривые даны в зависимости от начальной влажности y_0 при постоянных u/c_0 , равных примерно 0,65. Как видно из графиков, в зоне перегретого пара к. п. д. турбины с лопаточным аппаратом (рис. 5-16,а) выше, чем с безлопаточным (рис. 5-16,б). Однако снижение экономичности ступени I с ростом y_0 происходит значительно резче, чем снижение к. п. д. ступени II, и уже при $y_0 \approx 3\%$ их к. п. д. оказываются одинаковыми. На рис. 5-16,в нанесена также зависимость $\eta_{01} = f(y_0)$ при $u/c_0 = 0,5$ для осевой ступени, имеющей ту же высоту лопаток, что и радиально-

осевые ступени. Ее к. п. д. при работе на перегретом паре хуже, чем у радиальных ступеней, но сни-

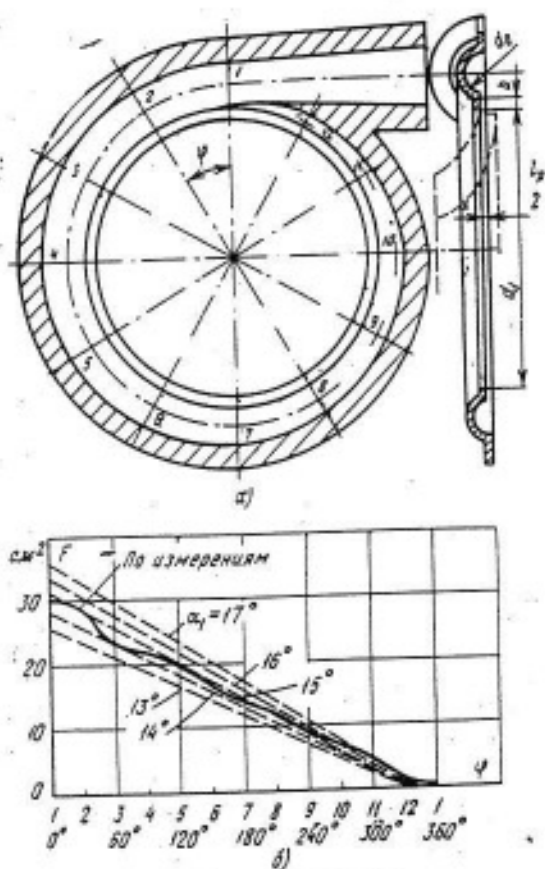


Рис. 5-15. Безлопаточный сопловый аппарат (улитка); схема (а) и изменение поперечных площадей улитки вдоль ее оси (б).
1-12 — номера сечений.

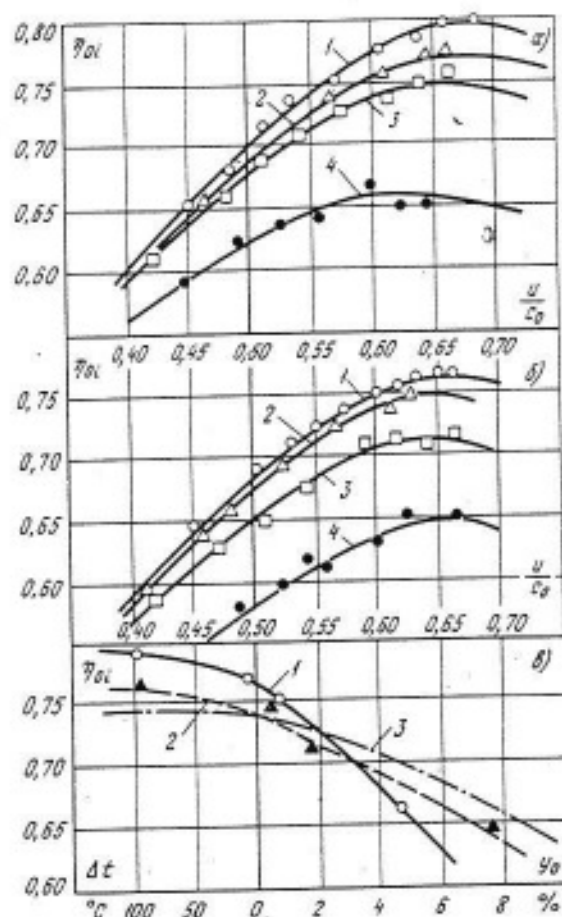


Рис. 5-16. Зависимость к. п. д. радиально-осевой ступени от отношения скоростей u/c_0 и начальной влажности y_0 .

а — ступень I с лопаточным сопловым аппаратом: 1 — $\Delta t = 100^\circ\text{C}$; 2 — $\Delta t = 7^\circ\text{C}$; 3 — $y_0 = 0,8\%$; 4 — $y_0 = 4,5\%$; б — ступень II с безлопаточным сопловым аппаратом: 1 — $\Delta t = 100^\circ\text{C}$; 2 — $y_0 = 0,5\%$; 3 — $y_0 = 1,8\%$; 4 — $y_0 = 7,6\%$; в — влияние начальной влажности: 1 — РОС с сопловой решеткой; 2 — РОС с безлопаточным аппаратом; 3 — осевая ступень.

жение η_{oi} с ростом y_0 меньше. Интенсивный рост потерь от влажности в радиально-осевых ступенях объясняется многократным воздействием на рабочие лопатки капелек жидкости. Действительно, частицы жидкости, движущиеся в сухом паре за соплами со скольжением, попадают на поверхности рабочих лопаток, отражаются от них и вновь центробежными силами возвращаются в осевой зазор между сопловой и рабочей решетками. Некоторая часть капелек (наиболее крупных) достигает выходных кромок сопл, что приводит к сильному эрозионному износу последних. Далее влага вновь ускоряется, и некоторая ее часть снова попадает на поверхности рабочих лопаток, приводя к дополнительным потерям кинетической энергии и вызывая повышен-

ный износ входных кромок. Менее интенсивное падение к. п. д. с увеличением влажности в ступени с безлопаточным сопловым аппаратом объясняется меньшим скольжением фаз в зазоре между соплом и рабочими лопатками. Это связано с тем, что суммарная поверхность, на которой могут образовываться пленки и соответственно срываться крупные капли, в безлопаточном аппарате меньше, чем в лопаточном. Кроме того, расстояния, на протяжении которых происходит разгон капелек, в улитке больше, чем в каналах сопловых решеток, что также увеличивает коэффициент скольжения $\nu = c_2/c_1$. Это приводит к увеличению угла входа жидкой фазы в относительном движении на рабочие лопатки, снижению потерь и уменьшению эрозии.

Влияние осевого зазора Δ на экономичность радиально-осевых ступеней иллюстрируется рис. 5-18. Как для ступени с лопаточным, так и для ступени с безлопаточным сопловым аппаратом обнаружено мень-

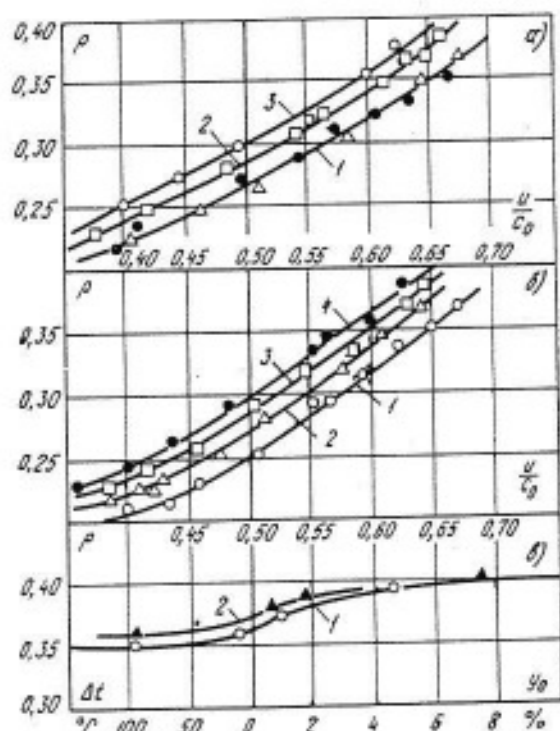


Рис. 5-17. Изменение степени реактивности ступени в зависимости от отношения скоростей u/c_0 и начальной влажности y_0 .

а — радиально-осевая ступень с лопаточным сопловым аппаратом: 1 — $\Delta t = 100^\circ\text{C}$ и $\Delta t = 7^\circ\text{C}$; 2 — $y_0 = 0,8\%$; 3 — $y_0 = 4,5\%$; б — с безлопаточным сопловым аппаратом: 1 — $\Delta t = 100^\circ\text{C}$; 2 — $y_0 = 0,5\%$; 3 — $y_0 = 1,8\%$; 4 — $y_0 = 7,6\%$; в — влияние начальной влажности на изменение степени реактивности при $u/c_0 = 0,65$.

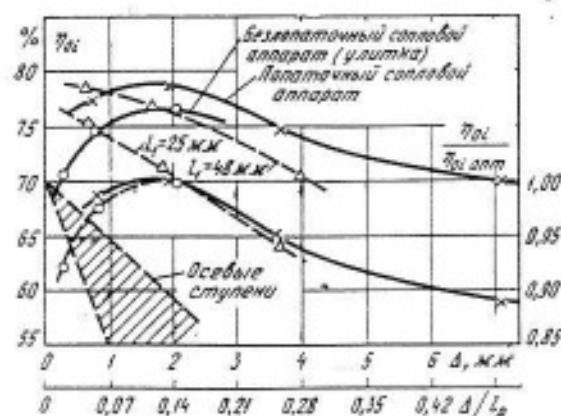


Рис. 5-18. Изменение η_{01} и отношения $\eta_{01}^{\text{опт}}/\eta_{01}$ в зависимости от абсолютного Δ и относительного Δ/l_p осевого зазора ($u/c_a = 0,65$, $\varepsilon = 0,6 \div 0,5$).

шее влияние осевого зазора Δ на к. п. д. по сравнению с изменением к. п. д. осевых ступеней в зависимости от величины радиального зазора δ_p (см. рис. 5-8,а). На рис. 5-18 приведены для сопоставления опытные данные для осевых ступеней без бандажа с высотами лопаток $l_1 = 48$ и 25 мм, для которых характерно монотонное падение к. п. д. с ростом радиального зазора. Для радиально-осевых ступеней с увеличением осевого зазора Δ вначале наблюдается рост к. п. д., и только лишь при относительных зазорах $\bar{\Delta} = \Delta/l_p \approx 0,14$ ($\Delta \approx 2$ мм) наступает уменьшение η_{01} . Значительное падение к. п. д. при очень малых зазорах объясняется резким возрастанием потерь на трение вращающегося потока газа о корпус турбины. По-видимому, снижение экономичности начинается с того момента, когда

толщина пограничного слоя у неподвижной стенки становится меньше величины осевого зазора. В этом случае начинают расти градиенты скоростей в пограничном слое, увеличивается напряжение трения и растут потери кинетической энергии.

5.4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТУПЕНЕЙ БОЛЬШОЙ ВЕЕРНОСТИ И ОТСЕКОВ ТУРБИН

Для последних ступеней конденсационных турбин большой веерности характерны срабатывание больших теплоперепадов, низкие значения чисел Рейнольдса, наличие начальной влажности потока пара. В таких ступенях влияние влажности будет неодинаковым в разных сечениях по высоте лопаток. Из треугольников скоростей (рис. 5-19) для периферийного и корневого сечений лопатки следует, что абсолютная скорость пара c_{11} и капелек влаги c_{12} в зазоре у периферии будет значительно меньше, чем в корневом сечении. Из-за роста окружной скорости от корневого сечения лопатки к ее вершине происходит также увеличение абсолютных значений и углов относительной скорости w_{12} и β_{12} , в результате чего тормозящее действие капель влаги и потери от влажности возрастают. На выходе из ступени в абсолютном движении капли влаги имеют значительно большую закрутку, чем поток пара, что также приводит к дополнительным потерям энергии. Особенно



Рис. 5-19. Треугольники скоростей пара и влаги в корневом и периферийном сечениях ступени с длинными лопатками.

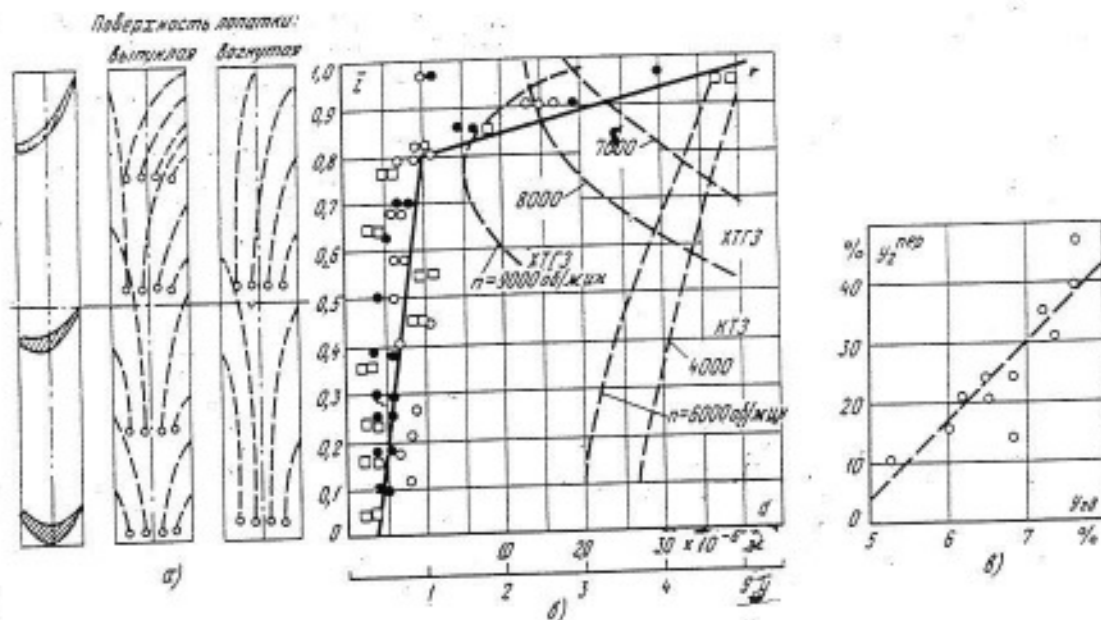


Рис. 5-20. Изменение влажности и дисперсности за рабочей решеткой.

а — характер движения влаги по рабочей лопатке турбинной ступени; б — распределение влаги (y) и ее дисперсности (d) по высоте за рабочей лопаткой (● — опыты МЭИ, □ — ЦКТИ, ○ — ХТГЗ); в — концентрация влаги на периферии за последней ступенью многоступенчатой турбины ($N=50$ Мет) в зависимости от диаграммной влажности y_d (опыты ХТГЗ): $k = \frac{y_{пер}}{y_d} = 13,0 - \frac{0,6}{y_d}$.

сильное влияние на рост дополнительных потерь энергии в периферийных сечениях оказывает концентрация в этой области крупнодисперсной влаги [Л. 10, 13, 30, 36, 71]. Подробный анализ изменения потерь по высоте решеток приводится в [Л. 66]. В этой же работе дается обобщение зависимости распределения влаги по высоте лопаток, полученных различными исследователями. На рис. 5-20,а показана схема движения влаги по спинке и вогнутой поверхности рабочей лопатки, а на рис. 5-20,б — экспериментальное измеренное распределение влаги за ступенью по данным различных организаций [Л. 66]. Капли жидкости, попадающие на входные участки корневых сечений лопатки (профиль активного типа), перемещаются к входной кромке под действием кориолисовых сил. Частично срываясь и дробясь, эти капли перемещаются в периферийные сечения. В средней и верхней частях лопатки (реактивный профиль) пленка также движется к периферии и частично к выходной кромке, что способствует концентрации влаги в верхних сечениях лопатки.

Следует отметить, что на периферии последних ступеней многосту-

пенчатых турбин концентрация влаги достигает весьма значительных величин. Так, например, по опытам ХТГЗ влажность на периферии за последней ступенью натурной турбины может достигать почти 50% при сравнительно небольшой диаграммной влажности — около 8% (рис. 5-20,в).

Исследования дисперсности жидкой фазы в ступенях с длинными лопатками проведены еще в недостаточном объеме, и пока не представляется возможным дать необходимые для расчетов обобщенные зависимости. Опыты на модельном отсеке последних ступеней турбины ВКТ-100 [Л. 13] показали различное влияние частоты вращения турбины на величину модального размера капель в разных сечениях за последней ступенью. На рис. 5-20,б видно, что в периферийном сечении средний диаметр капель остается практически постоянным ($d_m \approx 20 \div 30$ мкм), а в средних сечениях наблюдается интенсивный рост размеров капель с уменьшением частоты вращения.

Измерения дисперсности за последней лопаткой многоступенчатой экспериментальной турбины (рис. 5-21) при двух частотах вра-

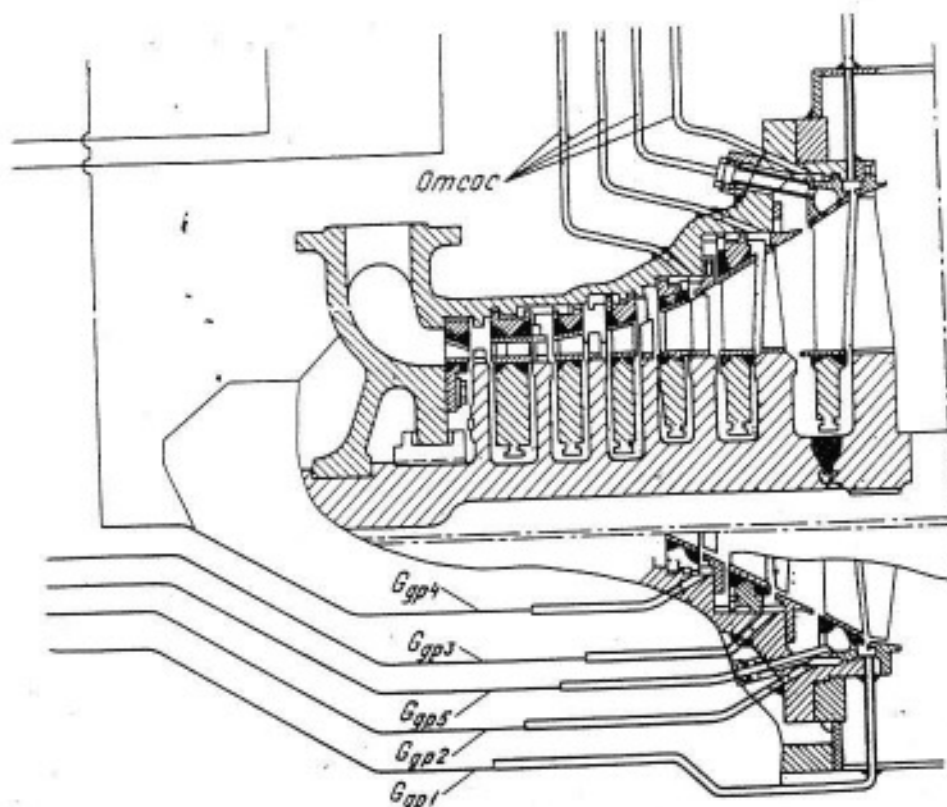


Рис. 5-21. Схема проточной части многоступенчатой экспериментальной турбины.

щения $n=4000$ и 6000 об/мин представлены на рис. 5-20,б. С увеличением частоты вращения средние (по массе) размеры капель по всей высоте уменьшались. Необходимо отметить более высокие значения размеров капель в этих опытах по сравнению с данными, приведенными в [Л. 13], что объясняется меньшими скоростями потока пара (меньшими теплоперепадами) и меньшими окружными скоростями лопаток ступени.

Исследования ступеней большой веерности в области влажного пара проводятся в настоящее время рядом научно-исследовательских институтов и заводских лабораторий [Л. 10, 30, 36, 37, 65, 102, 175, 192]. Представляют интерес результаты, полученные ХТГЗ при испытании модельного отсека последних ступеней мощной конденсационной турбины типа ВКТ-100 [Л. 102]. При проведении опытов начальное и конечное давления пара поддерживались постоянными, степень влажности пара по отсеку изменялась за счет изменения начальной температуры пара. Основные геометрические размеры

испытанного отсека ступеней приведены в табл. 5-3.

На рис. 5-22,а приведены значения коэффициента α , подсчитанного для первых трех ступеней отсека, всех четырех ступеней и последней

Таблица 5-3

Номер ступени	Средний диаметр, мм		Высота лопатки, мм		Эффективный угол α_1, β_2	
	Диафрагма	Рабочее колесо	Диафрагма	Рабочее колесо	Диафрагма	Рабочее колесо
1	508,7	507,0	60,0	59,8	15°20'	20°05'
2	549,3	547,0	85,3	86,7	16°20'	23°00'
3	609,0	607,0	126,7	127,3	18°20'	29°40'
4	702,0	697,0	247,0	247,0	21°30'	39°50'

ступени в зависимости от частоты вращения турбины. Коэффициент характеризует потери от влажности и подсчитывается по формуле

$$\alpha = \frac{\eta_{01}^n - \eta_{01}^{в.п.}}{\eta_{01}^n \bar{\gamma}_{ср}},$$

где

$$\bar{\gamma}_{ср} = \frac{y_1 - y_2}{2} \frac{H_1 - H_0}{H_1}$$

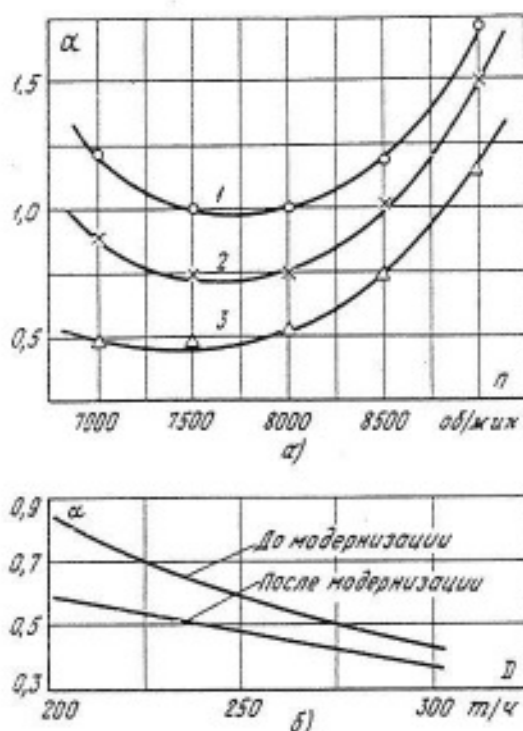


Рис. 5-22. Зависимость коэффициента α от частоты вращения турбины ВКТ-100-ХТГЗ (модель) (а) и расхода пара для турбины ВК-100-5-ЛМЗ (б).

$$\alpha = \frac{\Delta \eta_{01}}{\Delta \eta_{01} \bar{y}_{01}};$$

1 — три ступени; 2 — четыре ступени; 3 — четвертая ступень.

Здесь η_{01}^n , η_{01}^{nl} — к. п. д. ступеней на перегретом и влажном паре, подсчитанные по параметрам торможения; H_0^n и H_0 — изоэнтальпийные теплоперепады от начала процесса до линии насыщения и до конечного давления за отсеком; y_2 — конечная влажность. Как видно из рис. 5-22, а, минимальное влияние влажности обнаружено при испытании последней ступени, что объясняется преобладанием в ней мелкодисперсной влаги и большими срабатываемыми теплоперепадами. Максимальные потери от влажности получены для первых трех ступеней отсека. В опытах обнаружено значительное влияние частоты вращения турбины на коэффициент α . Интенсивный рост потерь наблюдается в зоне $n > 8000$ об/мин, что соответствует окружным скоростям на среднем диаметре последней ступени $u > 300$ м/сек.

Аналогичные исследования влияния начальной температуры пара t_0

(конечной влажности y_{2r}) на экономичность проведены на многоступенчатой экспериментальной турбине (рис. 5-21). В табл. 5-4 приведены основные геометрические размеры решеток и ступеней этой турбины. Результаты исследований показаны на рис. 5-23. Необходимо отметить существенную зависимость снижения к. п. д. $\Delta \eta_{01}$ от частоты вращения турбины n . Осредненный коэффициент $\alpha = \Delta \eta_{01} / \eta_{01} \bar{y}_{01}$ меняется от $\alpha \approx 0,6$ при $n = 4000$ об/мин до $\alpha \approx 0,97$ при $n = 8000$ об/мин. Эти опыты до некоторой степени согласуются с данными ХТГЗ (рис. 5-22, а). Повышение начального давления перед турбиной с 8 до 12 кгс/см² привело к снижению потерь от влажности приблизительно на 0,5% при $\bar{y}_{2r} = 15\%$, что объясняется в основном увеличением коэффициента скольжения фаз v (см. § 5-1). Введение сепарации в последних ступенях турбины также привело к повышению ее экономичности (подробно влияние сепарации на экономичность турбин рассматривается в гл. 8).

Значительный интерес представляют исследования турбины, состоящей из регулирующей двухвечной ступени скорости и десяти ступеней давления, рассчитанных на пониженное отношение скоростей $u/c_0 \approx 0,35$. Сопловые решетки набраны из специальных профилей С-5512А, спрофилированных на неосевой вход

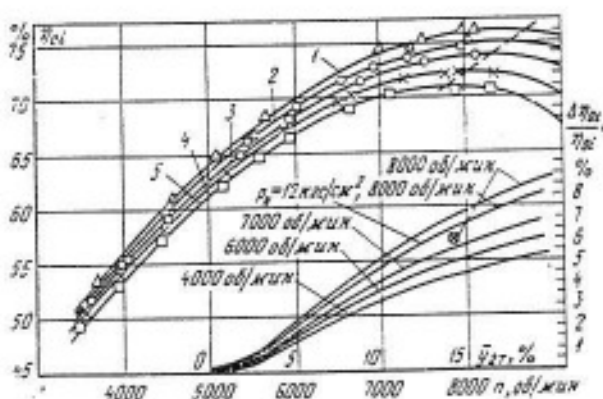


Рис. 5-23. Влияние приведенной конечной влажности $\bar{y}_{2r}$, начального перегрева и частоты вращения ротора многоступенчатой турбины (см. рис. 5-21) на экономичность.

1 — $t_0 = 345^\circ\text{C}$; 2 — $t_0 = 300^\circ\text{C}$; 3 — $t_0 = 270^\circ\text{C}$; 4 — $t_0 = 220^\circ\text{C}$; 5 — $t_0 = 185^\circ\text{C}$; ($p_1 = 8$ кгс/см², $p_2 = 0,185$ кгс/см², $\otimes$ — с сепарацией).

Таблица 5-4

Номер ступени	$\frac{D_{ср}}{D_{ср. рад}}$	l_c	$b_{ср}$	l/b_c	b_p	$\frac{l_c}{n_c}$	$\frac{F_p}{F_c}$	$\frac{D_{ср}}{l_p}$	$\sigma_{12ф}$	β_1/β_2	α_y	β_y
1	$\frac{479,8}{478,0}$	8,8	45,63	0,717	15	0,19	1,43	43,5	11°35'	21/18	34°20'	12°09'
2	$\frac{486,0}{486,5}$	15,0	45,0	0,737	15	0,33	1,78	29,5	11°40'	21/18	33°20'	12°09'
3	$\frac{492,5}{493,5}$	21,5	45,0	0,748	15	0,48	1,77	19,5	11°50'	21/18	33°20'	12°09'
4	$\frac{500,5}{506,0}$	29,5	45,0	0,761	15	0,74	1,84	14,0	12°55'	21/18	33°20'	12°09'
5	$\frac{563,5}{576,0}$	92,5	64,08	0,712	21,25	1,44	1,84	5,4	12°55'	—	34°50'	22°10'
6	—	155	55,75	0,727	38,60	2,80	1,72	3,8	18°30'	—	40°30'	25°20'

Примечание. Геометрические размеры даны в миллиметрах.

потока. Обладая малым весом и габаритами по сравнению с турбиной, рассчитанной на оптимальные $u/c_0 = 0,5$, описываемая турбина имеет сравнительно высокий к. п. д. на расчетном режиме (лишь на 5% ниже, чем при $u/c_0 = 0,5$) и более устойчивые к. п. д. на нерасчетных режимах. На рис. 5-24 показаны результаты испытаний группы ступеней при постоянных начальном $p_0 = 10 \text{ кгс/см}^2$ и конечном $p_2 = 0,3 \text{ кгс/см}^2$ давлениях, переменной частоте вращения ротора $n(u/c_0 \sqrt{z})$ и конечных влажностях $\bar{y}_2$. Следует отметить, что уменьшение к. п. д. $\Delta\eta_{oi}^{эл}$ с ростом влажности $\bar{y}_2$ (рис. 5-24, б) оказывается меньшим, чем в некоторых аналогичных турбинах с оптимальным отношением u/c_0 , равным 0,5, однако снижение к. п. д. все же остается значительным, что объясняется появлением крупнодисперсной влаги в отрывных зонах сопловых решеток.

Повышение начального давления p_0 при постоянном значении $u/c_0 \sqrt{z}$ и y_2 несколько уменьшило падение к. п. д. (при $y_2 = 10\%$ $\Delta\eta_{oi}^{эл}$ уменьшилось приблизительно на 0,7%).

Исследования влияния влажности на экономичность проточной части натурного ЦНД турбины ВК-100-5 ЛМЗ до и после модернизации показали менее значительное падение к. п. д. при уменьшении на-

чального перегрева пара перед турбиной [Л. 62]. На рис. 5-22, б представлено изменение коэффициента α , подсчитанного по средней приведенной влажности $\bar{y}_{ср}$ в зависимости от расхода пара через цилиндр. Как видно из графика, значения α для проточной части до модернизации выше, чем после модернизации. Это еще раз подчеркивает условность коэффициента α и его существенную

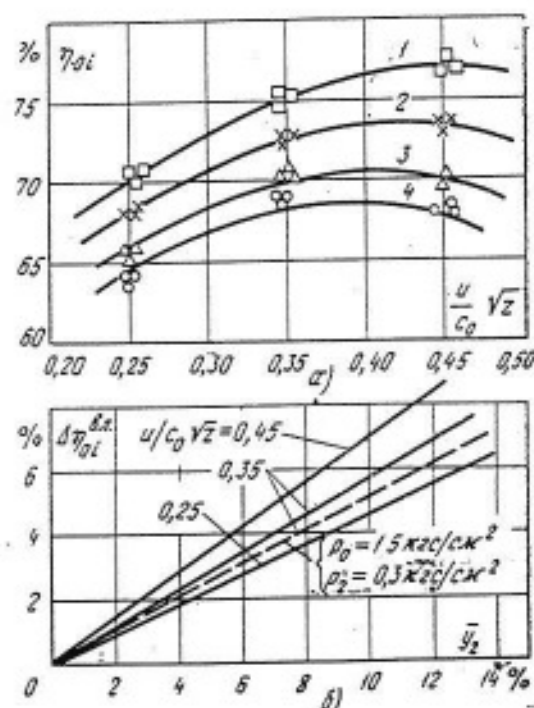


Рис. 5-24. Влияние приведенного отношения скоростей u/c_0 (а) и приведенной влажности пара $\bar{y}_2$ (б) на экономичность многоступенчатой турбины при $u/c_0 \sqrt{z} = 0,35$ ($p_0 = 10 \text{ кгс/см}^2$, $p_2 = 0,3 \text{ кгс/см}^2$).
1 — $y_2 = 0\%$; 2 — $y_2 = 5\%$; 3 — $y_2 = 9\%$; 4 — $y_2 = 12\%$.

Таблица 5-5

Номер ступени	$D_{ср.}$ мм	l_1 мм	l_2 мм	α_1	β_2	η_0 ккал/кг	u/c_0	ρ %
До модернизации								
1	1166	120	131	12°41'	23°31'	18,3	0,466	7,2
2	1290	169	187	12°41'	23°31'	22,3	0,467	4,1
3	1455	248	280	12°25'	24°05'	26,7	0,420	7,2
4	1678	391	432	12°46'	26°48'	34,6	0,480	12,6
5	2000	625	665	17°42'	32°00'	47,6	0,497	44,0
После модернизации								
1	1185	140	150	11°50'	17°45'	17,8	0,482	28,1
2	1290	168	187	12°45'	18°10'	22,6	0,466	31,0
3	1455	248	272	12°20'	18°20'	27,2	0,480	36,8
4	1741	455	495	10°28'	16°40'	35,5	0,503	50,0
5	2090	715	755	15°10'	28°50'	47,0	0,524	55,5

зависимость от конструктивных особенностей проточной части, эффективности работы влагуоулавливающих устройств, наличия отборов, способствующих удалению влаги, теплоперепадов, срабатываемых ступенями, окружных скоростей лопаток и других факторов. Основные геометрические характеристики и некоторые данные теплового расчета проточных частей турбины ВК-100-5 до и после модернизации приведены в табл. 5-5.

Проведенные исследования ступеней большой верности в ЛПИ [Л. 63] и МЭИ, в которых искусственно (с помощью форсунок) создавалась на входе крупнодисперсная влага, показали более значительное влияние начальной влажности пото-

ка на к. п. д. по сравнению со ступенями, для которых влага «готовится» в предыдущих ступенях отсека.

Слабое влияние на экономичность вторичной, мелкодисперсной влаги, обнаруженное при испытании ступеней с длинными лопатками, подтверждается и другими исследованиями. Так, опыты, проведенные на регулирующих двухвечных ступенях, срабатывающих большие сверхкритические теплоперепады, показывают, что снижение к. п. д., вызванное наличием мелкодисперсной влаги, возникающей в «скачках» конденсации в сопловых решетках, оказывается в 3—4 раза меньшим (см. гл. 6), чем падение к. п. д., причиной которого является начальная крупнодисперсная влага (рис. 5-25, а). В этих опытах конечная влажность y_2 достигала примерно 20%, а теоретическая $y_{2т}$ составляла 25—26%. Точка начала процесса лежала выше линии насыщения. Следует отметить, что при таких больших теплоперепадах в сопловых аппаратах образуются «скачки» конденсации, приводящие к дополнительным потерям энергии. Мелкодисперсная влага, образующаяся за «скачками», имеет скорости, близкие к скоростям пара, влага в малых количествах оседает на рабочих лопатках и, таким образом, слабо влияет на эффективность ступеней. Приведенные на рис. 5-25 опытные данные были получены в результате снижения начальной

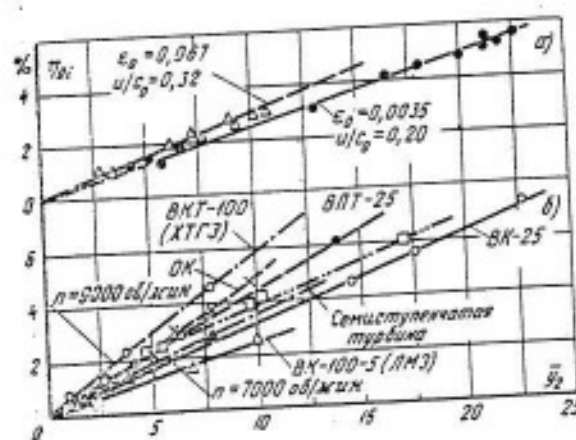


Рис. 5-25. Влияние конечной приведенной влажности y_2 на экономичность двухвечных ступеней (а), срабатывающих большие теплоперепады, и отсеков турбин (б).

$$\bar{y}_2 = (1 - x_2) \left(1 - \frac{\eta_0}{\eta} \right)$$

температуры перед турбиной, т. е. в опытах не выдерживались постоянными числа Re .

Обработка результатов опытов проводилась в зависимости от приведенной конечной влажности $\bar{y}_2 = y_2(1 - h_0^p/h_0)$. Здесь y_2 — действительная влажность в конце процесса без учета потерь с выходной скоростью; h_0^p — располагаемый теплоперепад от начала процесса расширения до линии насыщения; h_0 — располагаемый теплоперепад. При изменении в опытах начальной температуры часть теплоперепада срабатывается в однофазной, а часть — в двухфазной области. Очевидно, что при одной и той же конечной влажности и прочих равных условиях меньшие потери от влажности будет иметь та турбина, у которой доля теплоперепада, срабатываемого в однофазной области, больше. Введение приведенной влажности дает возможность до некоторой степени исключить этот фактор.

Анализ результатов экспериментальных исследований отсеков натурных и модельных турбин (рис. 5-25, б) показывает также меньшее влияние конечной приведенной влажности по сравнению с начальной крупнодисперсной (см. рис. 5-7). Из опытов следует, что 10%-ная конечная влажность $\bar{y}_2$

приводит к уменьшению к. п. д. на 3—5%. Для двухвенечных ступеней, срабатывающих большие теплоперепады, эта величина составляет примерно 2—3%. Графики, приведенные на рис. 5-25, демонстрируют значительное влияние конструкций турбин и режимов их работы на снижение экономичности в зависимости от конечной влажности пара.

Изучение влияния влажности на характеристики отдельных (в том числе периферийных) сечений лопаток последних ступеней в МЭИ проводилось на двухвальной экспериментальной турбине (рис. 5-26). Тепловая схема и схема подготовки влажного пара этой установки аналогичны схеме экспериментальной турбины, описанной выше (см. рис. 5-6), однако в последней ступени увлажнения II применены форсунки с паровым дутьем, которые позволяют получить модальный размер частиц влаги $d_m = 15 \div 40$ мкм.

В основу конструкции двухвальной турбины положены уже отработанные элементы экспериментальных установок МЭИ. Роторы I турбины консольного типа находятся в плавающих втулках, которые позволяют измерять крутящий момент с учетом потерь в подшипниках. Момент, развиваемый турбинными ступенями, воспринимается дисковыми гидротормозами 2. Конструкция ро-

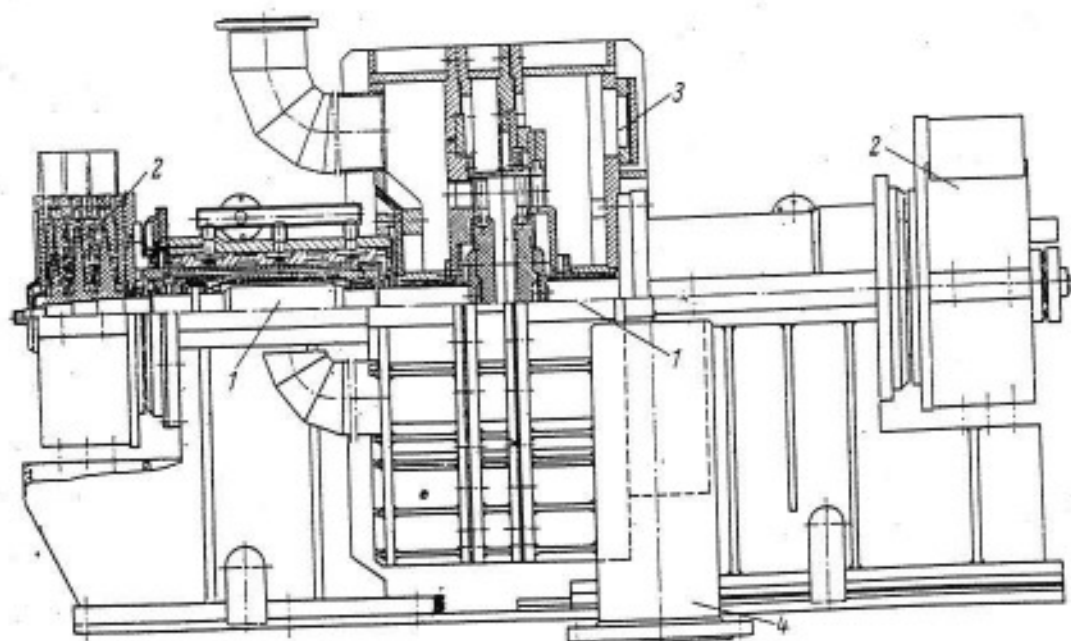


Рис. 5-26. Экспериментальная двухвальная турбина МЭИ.

торов и подшипников позволяет получить частоту вращения до 20 000 об/мин.

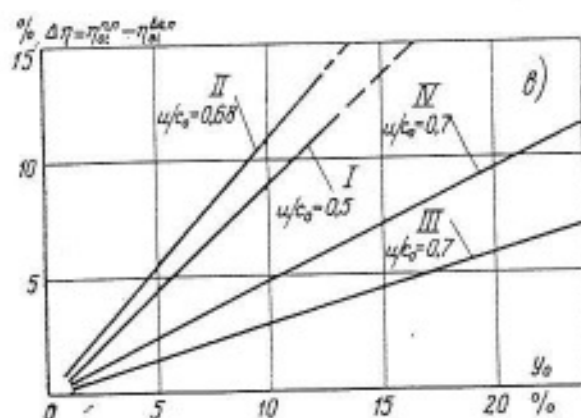
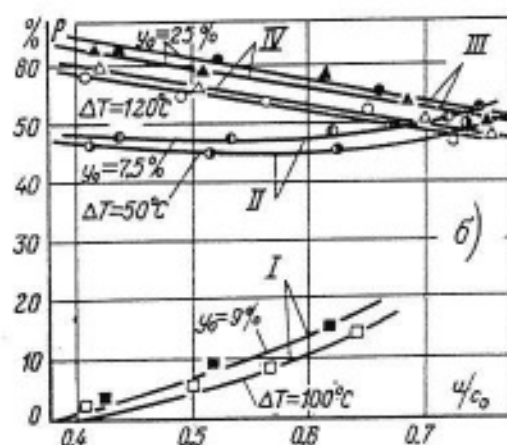
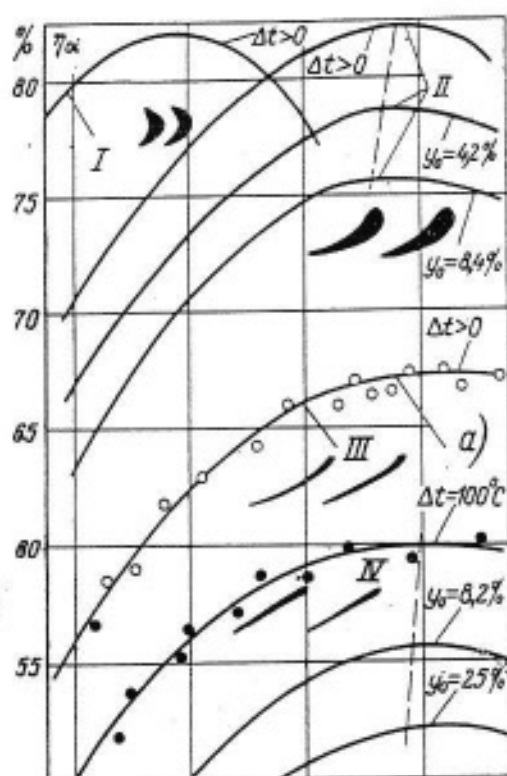


Рис. 5-27. Основные характеристики различных турбинных ступеней (а и б) и влияние локальной влажности на их экономичность (в).
I—IV — исследуемые ступени.

Оба ротора образуют одну прочную часть и имеют самостоятельное независимое вращение относительно друг друга. Двухвальный вариант турбины позволяет выполнить ряд важных исследований и прежде всего провести исследования отдельных ступеней в широком диапазоне изменений u/c_0 с предвключенной группой турбинных ступеней, т. е. при реальном поле скоростей и реальном распределении влаги по высоте и углу входа. В турбине могут быть установлены ступени с l_p до 100—120 мм при $d/l \approx 4 \div 8$. Выхлоп турбины организован через четыре симметричных патрубка 3, обеспечивающих равномерное поле давлений и скоростей на выходе из последней ступени. Вместе с тем выхлоп может быть осуществлен также через два патрубка, что аналогично натурным установкам.

На двухвальной экспериментальной установке В. А. Калмыковым были проведены исследования турбинных ступеней, рабочие лопатки которых выполнены из пластин.

На рис. 5-27, а и б в качестве сравнения показаны основные характеристики турбинных ступеней ($d/l=8$, $l_2=50$ мм) с цилиндрическими рабочими лопатками различных профилей. Эти результаты исследований позволяют уточнить расчет и профилирование отдельных сечений длинных рабочих лопаток с большой верностью.

Известно, что с ростом реактивности оптимальное значение u/c_0 смещается в зону больших значений. Это приводит к тому, что при $(u/c_0)_{\text{опт}}$ потери от влаги на удар возрастают (кривая II выше, чем кривая I, рис. 5-27, в) однако в опытах на рабочих решетках из пластин при всех значениях y_0 было получено меньшее влияние начальной влажности. Несмотря на то, что $(u/c_0)_{\text{опт}}$ для ступеней III и IV находится в зоне 0,7, уменьшение влияния начальной влаги объясняется следующим: каналы решеток III и IV мало сепарируют частицы жидкости, и они пролетают рабочие решетки, не соприкасаясь с рабочими лопатками или ударяясь о них с незначительной скоростью.

5-5. ПРИБЛИЖЕННЫЕ РАСЧЕТЫ К. П. Д., РЕАКЦИИ И КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСХОДА

В предыдущих параграфах описаны экспериментальные исследования и дан анализ дополнительных потерь в турбинной ступени при протекании процесса расширения в зоне влажного пара. Этот анализ показывает, что процессы течения пара сопровождаются сложными явлениями, связанными с гидромеханическим взаимодействием движущихся фаз и приводящими к росту энергетических потерь в проточной части турбины. Учет этих потерь в практике тепловых расчетов производится по-разному. Наиболее распространенным и простым является метод, основанный на применении опытного коэффициента K (или α). В этом случае к. п. д. ступени, работающей на влажном паре, определяется следующим образом:

$$\eta_{oi}^{al} = \eta_{oi}^n K \text{ или } \eta_{oi}^{al} = \eta_{oi}^n (1 - \alpha y). \quad (5-7)$$

Здесь η_{oi}^n — к. п. д. ступени, работающей на перегретом паре; η_{oi}^{al} — к. п. д. ступени с учетом влияния влажности; K , α — опытные коэффициенты, зависящие от начальной, конечной или средней влажности ступени. Формулы подобного вида, безусловно, просты и удобны для расчетов, однако они не вскрывают физической сущности потерь от влажности, не дают возможности проанализировать влияние отдельных режимных и геометрических параметров на экономичность ступени в зоне влажного пара.

В настоящее время появилась необходимость создания более точных и совершенных расчетных зависимостей, соответствующих физическому процессу течения влажного пара в турбинных ступенях. Однако не всегда удается расчетным путем учесть многочисленные факторы, влияющие на характеристики турбинных ступеней. Пока не представляется возможным дать надежную методику расчета возникновения капель, их роста и дальнейшего движения влаги в проточной части

турбины. Качественные исследования дробления и уноса капель паровым потоком еще не обрели количественных закономерностей. Остаются не до конца раскрытыми вопросы отрыва пленок, дробления капель в кромочных следах и другие процессы движения двухфазных сред в проточной части турбины. Кроме того, учет влияния перечисленных факторов на характеристики турбинных ступеней даже в приближенной постановке задачи привел бы к появлению сложных и громоздких формул, мало доступных для практических расчетов. Поэтому в расчетах применяются упрощенные зависимости к. п. д. от некоторых геометрических и режимных параметров, позволяющие более точно оценить η_{oi}^{al} , чем это позволяет сделать формула (5-7) [Л. 37, 49].

Запишем к. п. д. для ступени с банджом и тонкими выходными кромками, работающей на влажном паре, и для ступени без банджа при малых относительных радиальных зазорах ($\delta/l < 0,02$) с учетом некоторых допущений, которые будут оговорены в ходе последующего изложения:

$$\begin{aligned} \eta_{oi}^{al} = \eta_{oi}^n & \frac{x_2 m (h_0 - \Delta h_0 - \Delta h')}{m h_0} + \\ & + \frac{(1 - x_0) m u \Sigma w_{n2}^0}{m h_0} + \\ & + \frac{(x_0 - x_1) m u \Sigma w'_{n2}}{m h_0} + \\ & + \frac{(x_1 - x_2) m u \Sigma w''_{n2}}{m h_0}. \end{aligned} \quad (5-8)$$

Первый член формулы (5-8) характеризует работу паровой фазы, второй — первичной влаги, возникшей в предыдущих ступенях, третий — работу влаги, образовавшейся в процессе расширения пара в сопловом аппарате, четвертый — работу влаги, образовавшейся в процессе расширения пара в рабочих лопатках. Здесь x_0 и x_2 — начальная и конечная степени сухости пара; x_1 — степень сухости пара за сопловым аппаратом; Δh_0 — уменьшение теплоперепада пара из-за переохлаждения и потерь энергии в «скачках» конденсации; $\Delta h'$ — уменьше-

ние теплонерепада паровой фазы из-за механического взаимодействия с каплями влаги.

Запишем снижение к. п. д. ступени, работающей на влажном паре:

$$\Delta\eta_{0\lambda} = \eta_{0\lambda}^n - \eta_{0\lambda}^{вл}. \quad (5-9)$$

Используя выражение (5-8) и произведя некоторые преобразования, расшифруем формулу (5-9):

$$\begin{aligned} \Delta\eta_{0\lambda} = & \eta_{0\lambda} \left[y_0 + \Delta y' + \Delta y'' + \right. \\ & \left. + \frac{x_2}{h_0} (\Delta h_0 + \Delta h'_0) \right] - \\ & - y_0 \frac{2u}{c_0} \frac{\Sigma w_{22}^0}{c_0} - \Delta y' \frac{2u}{c_0} \frac{\Sigma w'_{22}}{c_0} - \\ & - \Delta y'' \frac{2u}{c_0} \frac{\Sigma w''_{22}}{c_0}, \quad (5-10) \end{aligned}$$

где $y_0 = (1 - x_0)$ — начальная влажность пара; $\Delta y'' = x_1 - x_2$ — влага, образовавшаяся в результате расширения пара в рабочем венце; $\Delta y' = (x_0 - x_1)$ — влага, образовавшаяся в соплах.

Введем следующие допущения:

1. Скорость первичной влаги за сопловым аппаратом равна $c_{12} = v_1 c_{11}$.

2. Скорость капель вторичной влаги, образовавшейся в сопловых и рабочих решетках, равна скорости пара.

3. Доля первичных и образовавшихся при расширении пара в соплах капель, вытекающих из рабочего колеса под углом β_2 , пропорциональна $(1 - u/c_0)$, а их скорость равна $w_{22} = v_2 w_{21}$, т. е. предполагается, что при $u/c_0 = 0$ вся влага за рабочим колесом имеет то же направление, что и паровая фаза. При $u/c_0 = 1$ вся жидкость отбрасывается к периферии лопаток и относительные скорости w_{22}^0 и w'_{22} равны нулю.

4. Потери от переохлаждения в первом приближении не учитываются.

5. Уменьшение энергии паровой фазы, обусловленное разгоном первичной влаги, подсчитывается по формуле

$$\frac{\Delta h_0}{h_0} = \frac{1 - x_0}{x_0} \varphi^2 (1 - \rho) v_1. \quad (5-11)$$

С учетом сделанных допущений после соответствующих преобразований и упрощений получим:

$$\begin{aligned} \Delta\eta_{0\lambda} = & \frac{2u}{c_0} \left\{ y_0 [L(1 - v_1) + M - \right. \\ & - Mv_2(1 - u/c_0) + (L + M - \\ & - u/c_0) \varphi^2 v_1^2 (1 - \rho)] + \Delta y' [M - \\ & - Mv_2(1 - u/c_0) + (L + M - \\ & - u/c_0) \frac{M^2}{\cos^2 \beta_2} v_2^2] \left. \right\}, \quad (5-12) \end{aligned}$$

где

$$L = \varphi \cos \alpha_1 \sqrt{1 - \rho};$$

$$M = \psi \cos \beta_2 \times$$

$$\times \sqrt{\varphi^2 (1 - \rho) + \rho + (u/c_0)^2 - 2u/c_0 L}.$$

Если предположить, что потери трения и потери от утечек одинаковы при работе как на перегретом, так и на влажном паре, то формула (5-12) может быть использована и для расчета разности внутренних относительных к. п. д. ($\Delta\eta_{0i}$).

Запишем формулу (5-12) в более простом виде:

$$\Delta\eta_{0i} = 2u/c_0 \left(K_1 y_0 + K_2 \Delta y' \frac{h_{0\lambda}}{h_0} \right). \quad (5-13)$$

Коэффициенты K_1 и K_2 для некоторых конкретных величин ($\varphi = 0,97$, $\psi = 0,93$, $v_1 = 0,5$, $\alpha_1 = 14^\circ$, $v_2 = 0,2$, $\beta_2 = 20^\circ$ и шести значений реакции $\rho = -0,5$; $-0,25$; 0 ; $+0,25$; $+0,5$ и $+0,75$) приведены на рис. 5-28. Из графиков видно, что значения коэффициентов K_1 и K_2 в зоне оптимальных отношений скоростей $u/c_0 = 0,3 \div 0,6$ мало зависят как от степени реакции ρ , так и от отношения u/c_0 .

Расчеты показали также слабую зависимость коэффициентов K_1 и K_2 от коэффициентов скорости φ , ψ , v_1 и v_2 . На рис. 5-28 видно, что для значений $\varphi = 1,0 \div 0,93$; $\psi = 1,0 \div 0,85$ и $v_1 = 0,3 \div 0,5$, наиболее часто встречающихся в практике, коэффициент K_1 меняется от 1,2 до 0,9, а коэффициент K_2 от 0,5 до 0,3. Во многих практических расчетах коэффициенты K_1 и K_2 могут быть приняты постоянными ($K_1 = 0,9$, $K_2 = 0,35$). Для ступеней, срабатывающих большие теплонерепады, $K_1 \approx 0,75$ и $K_2 \approx 0,3$.

Непосредственно с расчетом экономичности ступеней связан вопрос выбора оптимального располагаемого теплоперепада, особенно для последних ступеней турбин. Если воспользоваться параболической аппроксимацией изменений к. п. д. ступени в зависимости от u/c_0 в виде

$$\Delta \eta_{0i} = (\eta_{0i})_{\text{опт}}^{\text{п}} - \eta_{0i} = K_3 \left[(u/c_0) / (u/c_0)_{\text{опт}}^{\text{п}} - 1 \right]^2, \quad (5-14)$$

то, решая совместно (5-13) и (5-14), получаем значение к. п. д. ступени с учетом потерь от влажности при текущем значении u/c_0 :

$$\eta_{0i}^{\text{вл}} = (\eta_{0i})_{\text{опт}}^{\text{п}} - 2u/c_0 \left(K_1 y_0 + K_2 \Delta y' \frac{h_{\text{вл}}}{h_0} \right) - K_3 \left[(u/c_0) / (u/c_0)_{\text{опт}}^{\text{п}} - 1 \right]^2. \quad (5-15)$$

Дифференцируя (5-15) по u/c_0 , получаем значение оптимального отношения скоростей при работе ступени на влажном паре:

$$(u/c_0)_{\text{опт}}^{\text{вл}} = (u/c_0)_{\text{опт}}^{\text{п}} \left[1 - \frac{(u/c_0)_{\text{опт}}^{\text{п}}}{K_3} \times \right. \\ \left. \times \left(K_1 y_0 + K_2 \Delta y' \frac{h_{\text{вл}}}{h_0} \right) \right]. \quad (5-16)$$

В формулах (5-14) — (5-16) использованы следующие обозначения:

$(u/c_0)_{\text{опт}}^{\text{п}}$, $(\eta_{0i})_{\text{опт}}^{\text{п}}$ — оптимальное отношение скоростей и максимальное значение к. п. д. ступени на перегретом паре; $h_{\text{вл}}$ — доля теплоперепада, срабатываемого в двухфазной области.

Коэффициент K_3 на основании обработки многочисленных опытных данных для ступеней большой веерности ($\rho_{\text{ср}} \approx 0,5$) может быть принят равным 0,77. Очевидно, что отношение оптимальных теплоперепадов для влажного и перегретого пара может быть подсчитано по формуле

$$(h_0^{\text{вл}}/h_0^{\text{п}})_{\text{опт}} = [(u/c_0)^{\text{п}}/(u/c_0)^{\text{вл}}]_{\text{опт}}^2. \quad (5-17)$$

Некоторые расчеты показывают, что для последних ступеней мощных конденсационных турбин, имеющих конечную влажность около 10—12%, оптимальный теплоперепад $(h_0^{\text{вл}})_{\text{опт}}$ на 20—30% больше, чем $(h_0^{\text{п}})_{\text{опт}}$. Кроме

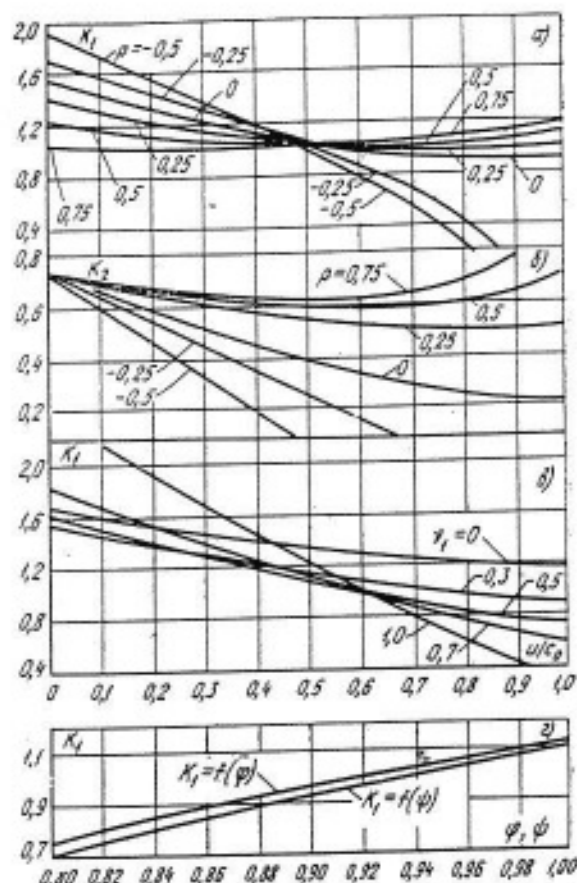


Рис. 5-28. Значения коэффициентов K_1 и K_2 .
а, б — $\varphi=0,97$; $\psi=0,93$; $v_1=0,5$; $\alpha_1=13^\circ$; $v_2=0,2$;
в — $\varphi=0,97$; $\psi=0,93$; $\alpha_1=13^\circ$; $\beta_2=20^\circ$; $\rho=0$; $\varepsilon=$
 $v_1=0,5$; $\alpha_1=13^\circ$; $\beta_2=20^\circ$; $\rho=0$; $u/c_1=0,5$.

отмеченного влияния, увеличение располагаемого теплоперепада на последнюю ступень приведет к уменьшению размеров капель (из-за роста скоростей) и уменьшению начальной влажности пара перед последней ступенью, что благоприятно отразится на экономичности турбины при переменных режимах (при уменьшении расхода пара).

Как уже отмечалось в предыдущих параграфах, с ростом начальной влажности потока существенно растет и реактивность ступени ρ . От правильного расчета степени реакции зависит надежность определения расходных характеристик турбины, осевых усилий в ней и других параметров, важных при проектировании турбин. В том случае, если ступень рассчитана для работы на перегретом паре, а используется в двухфазной области состояний,

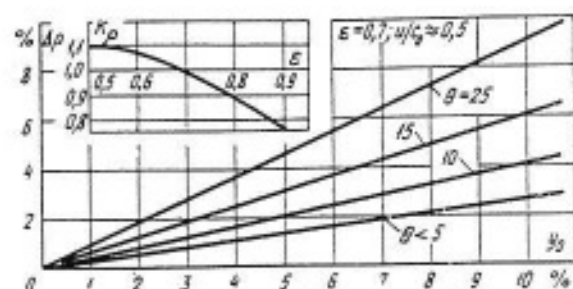


Рис. 5-29. Влияние начальной влажности и числа Маха (ϵ) на степень реактивности турбинной ступени.

степень реакции может быть подсчитана по формуле

$$\rho^{\text{вп}} = \rho^{\text{п}} + K_p \Delta \rho K_n, \quad (5-18)$$

где $\rho^{\text{п}}$ — реактивность ступени в перегретом паре; $\Delta \rho$ — приращение реакции, определяемое в зависимости от начальной влажности y_0 и верности ступени $\theta = d/l$ по графикам, приведенным на рис. 5-29; K_p — поправочный коэффициент, учитывающий отношение давлений на ступень ϵ .

Экспериментальные исследования расходных характеристик решеток описаны в гл. 4. Там же дан анализ влияния различных факто-

ров на расход двухфазной среды. Приближенный теоретический расчет рассмотрен в § 1-5. На основании обобщения опытных данных и теоретических расчетов были построены зависимости приращения коэффициента расхода $\Delta \mu$ от Δt_0 (y_0) и конфузурности решеток при критическом отношении давлений $\epsilon < \epsilon_k$ (рис. 5-30). На этом же рисунке приводится поправка K_n , учитывающая влияние отношения давлений на решетку. Таким образом, расчет коэффициента расхода в двухфазной области $\mu^{\text{вп}}$ при известном его значении в однофазной зоне $\mu^{\text{п}}$ осуществляется по формуле

$$\mu^{\text{вп}} = \mu^{\text{п}} + K_p \Delta \mu K_n. \quad (5-19)$$

Приведенная выше приближенная методика расчета к. п. д., реакции ρ и коэффициента расхода μ базируется на обобщении экспериментальных исследований ступеней и решеток. Она является довольно простой и дает удовлетворительное совпадение с экспериментом. Последнее заключение основывается на сопоставлении результатов рас-

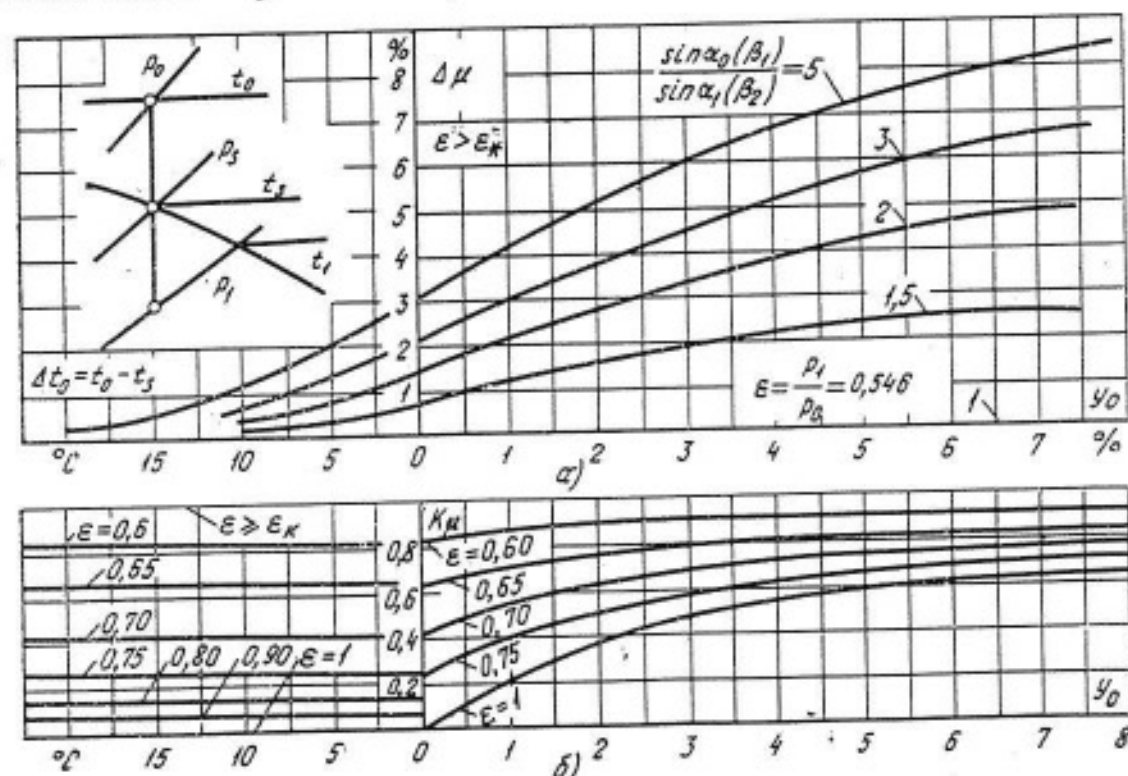


Рис. 5-30. Зависимость коэффициента расхода от режимных и геометрических параметров.

a — изменение $\Delta \mu$ в зависимости от y_0 и $\sin \alpha_0(\beta_1)/\sin \alpha_1(\beta_2)$ при критическом отношении давлений; b — коэффициент K_n , учитывающий влияние отношения давлений на коэффициент расхода.

чета с опытными данными по испытаниям одиночных ступеней [Л. 37] и некоторых многоступенчатых турбин КТЗ. Главным недостатком описанной приближенной методики является то, что в расчетах не учитываются реальная степень неравновесности процесса, структура двухфазного потока, место и условия возникновения жидкой фазы, геометрические особенности рассчитываемой турбины.

В общем случае в формулы (5-18) и (5-19) должны быть внесены поправочные коэффициенты K_n , учитывающие степень неравновесности процесса расширения двухфазной среды. Особенно важна эта поправка для расчета коэффициента расхода, так как при равновесном процессе расширения будет наблю-

даться не рост, а, наоборот, некоторое уменьшение коэффициента μ . В первом приближении величина поправки K_n может быть принята равной $K_n = \Delta T$ (ΔT — степень неравновесности процесса расширения, см. § 1-3). При известных значениях средней дисперсности жидкой фракции $\tau_{ср}$ и среднем градиенте давления в решетке $\bar{p} = \frac{dp}{pdL}$, 1/м, степень

неравновесности ΔT можно приближенно определить по графикам, приведенным на рис. 1-2. Более обоснованные рекомендации могут быть сделаны на основании исследований решеток с различными градиентами давлений и переменной дисперсностью жидкой фазы как в зоне низких, так и в зоне высоких давлений пара.

ГЛАВА ШЕСТАЯ СВЕРХЗВУКОВЫЕ СТУПЕНИ НАСЫЩЕННОГО ПАРА

6-1. АНАЛИЗ ТЕЧЕНИЯ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОГО ПАРА В СОПЛАХ ПРИ ВЫСОКИХ НАЧАЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

В турбостроении часто используются сверхзвуковые ступени, реализующие большие теплоперепады. Такие ступени применяются для приводных турбин и в качестве регулирующих.

В сверхзвуковой ступени, работающей с большими числами Ма, процесс расширения пара в сопловой решетке, как правило, заканчивается ниже линии насыщения. Термодинамический анализ процесса расширения пара в соплах (рис. 6-1) показывает, что при параметрах пара, установленных ГОСТ, в ступени, рассчитанной на $Ma > 2,5$, процесс расширения пара обязательно закончится ниже линии насыщения. Например, при $p_0 = 35 \text{ кгс/см}^2$ и $t = 435^\circ\text{C}$ $Ma_{пред} = 2,2$, а при $p_0 = 90 \text{ кгс/см}^2$ и $t = 535^\circ\text{C}$ $Ma_{пред} = 2,4$. Следовательно, при расчете и исследованиях сверхзвуковых ступеней на числа $Ma > 2,5$ необходимо учитывать двухфазность потока и связанные с этим потери

энергии от возможного переохлаждения пара, рассогласования скоростей фаз, теплообмена между фазами, взаимодействия влаги со скачками уплотнения и т. д. Важно также отметить, что такие ступени могут работать с высокими началь-

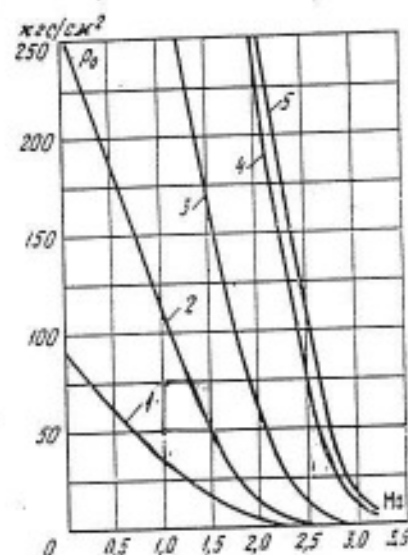


Рис. 6-1. Номограмма для определения предельного числа Маха в зависимости от начальных параметров пара, при которых процесс расширения пара в ступени пересекает верхнюю пограничную кривую ($x=1$).

1 — $t_0 = 300^\circ\text{C}$; 2 — $t_0 = 350^\circ\text{C}$; 3 — $t_0 = 435^\circ\text{C}$; 4 — $t_0 = 535^\circ\text{C}$; 5 — $t_0 = 560^\circ\text{C}$.

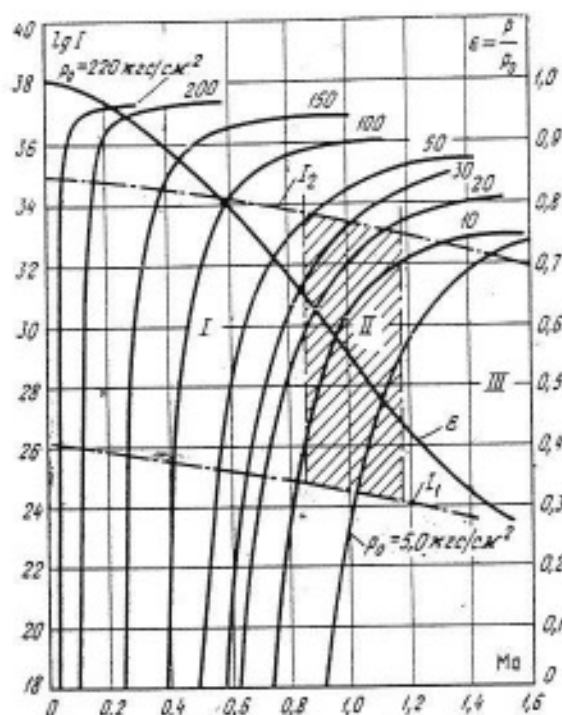


Рис. 6-2. Изменение скорости ядрообразования в зависимости от числа Маха и начального давления.

I — зона дозвуковой конденсации; II — запретная зона; III — зона сверхзвуковой конденсации.

ными давлениями. Исследования конденсации пара и движения двухфазных сред при давлениях $p > 10 \text{ кгс/см}^2$ проведены к настоящему времени в ограниченном объеме. Однако полученные данные говорят о наличии некоторых особенностей, существенно отличающих потоки влажного пара высокого давления от потоков пара сравнительно низких параметров.

Подробный анализ возникновения жидкой фазы и структуры двухфазного потока при сравнительно низких давлениях дан в гл. 2. Теплофизические и термодинамические свойства водяного пара в этой области таковы, что при расширении в соплах пар в критическом сечении находится в переохлажденном состоянии, и спонтанная конденсация происходит в сверхзвуковой части потока. Можно предположить, что при увеличении давления с приближением к критической точке состояния вещества характер процесса конденсации будет изменяться. Действительно, с ростом давления и температуры вероятность образования зародышей в метастабильной среде резко возрастает из-за уменьшения поверхностного натяжения, а скорость ядрообразования I [формула (2-2)] оказывается пропорциональной квадрату статического давления p . Предполагая, что уравнение (2-2) справедливо во всем диапазоне давлений перенасыщенного пара, можно построить кривые $I=f(Ma)$ при разных p_0 (в расчетах влияние попра-

вочного коэффициента β не учитывалось). Результаты таких расчетов, выполненных Г. А. Салтановым на ЭВМ «Минск-22», представлены на рис. 6-2. Здесь же нанесена кривая относительного статического давления в сопле ϵ . На рис. 6-2 видно, что при $Ma = \text{const}$ скорость ядрообразования резко возрастает с ростом начального давления. По расчетно-экспериментальным данным спонтанная конденсация пара наступает в соплах при I , лежащем в диапазоне $10^{24} < I < 10^{25} \text{ 1/(кг·сек)}$. Линии $I_2 = 10^{24} \text{ 1/(кг·сек)}$ и $I_1 = 10^{25} \text{ 1/(кг·сек)}$ нанесены на рис. 6-2 пунктиром. Можно считать, что эти линии ограничивают зону Вильсона, характеризующую начало нарушения метастабильного состояния переохлаждения. Нетрудно видеть, что с ростом начального давления зона Вильсона должна смещаться против потока в область чисел $Ma < 1$, и, таким образом, конденсация пара оказывается возможной уже в дозвуковой части сопла. Следует отметить, что интенсивность конденсации пара на возникших ядрах с ростом давления также возрастает (см. формулу (2-8)). Выше были рассмотрены условия возникновения спонтанной конденсации в потоках водяного пара. Анализ процессов расширения других веществ (например, насыщенных паров щелочных металлов) показывает возможность дозвуковой конденсации и при сравнительно низких начальных давлениях p_0 .

Теоретический анализ, показывающий смещение начала конденсации ко входной части сопла при увеличении начального давления, подтверждается экспериментом. На рис. 6-3 представлены результаты исследования распределения статического давления

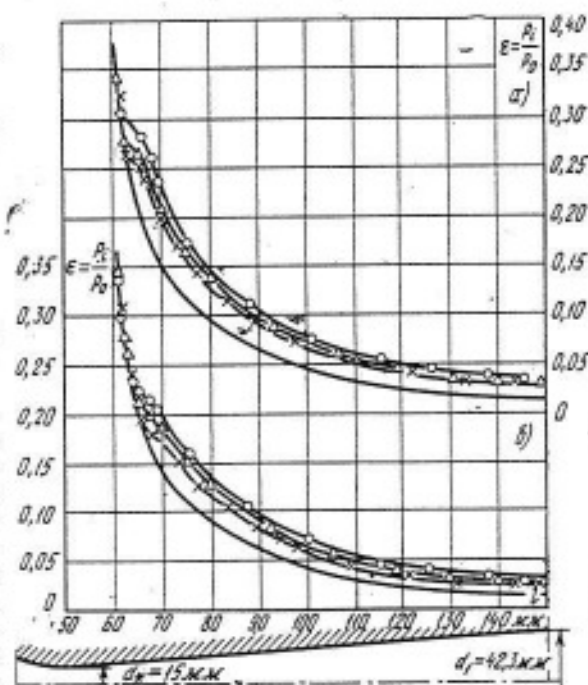


Рис. 6-3. Изменение статического давления вдоль сопла при различных начальных давлениях.

a — перегрев пара на входе $\Delta T = T_0 - T_s = 4 \pm 5^\circ \text{C}$; б — $\Delta T = 24 \pm 25^\circ \text{C}$; O — $p_0 = 12.3 \text{ кгс/см}^2$; Δ — $p_0 = 6.83 \text{ кгс/см}^2$; X — $p_0 = 2.50 \text{ кгс/см}^2$; — — — расчет при $k = 1.3$ (опыты В. К. Шанина).

вдоль конического сопла Лавала (сопло № 1) при разных начальных давлениях и при двух значениях перегрева пара перед соплом ($\Delta T_n = T_0 - T_*$). Как видно на графиках, даже при незначительном увеличении давления p_0 (от 2,5 до 12,3 кгс/см²) наблюдается смещение начала спонтанной конденсации в сторону минимального сечения сопла. Исследования сопла № 2 (координаты сопла № 1 и 2 приведены в табл. 6-1)

Таблица 6-1

$l, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	d_*/d	$q = F_*/F$	$\epsilon = p/p_0$	λ
----------------	----------------	---------	-------------	--------------------	-----------

Сопло № 1 ($d_* = 15 \text{ мм}$, $\text{Ma}_* = 3,38$)

0	60,00	0,250	0,063	0,999	0,03
10	28,02	0,535	0,286	0,979	0,13
20	19,52	0,774	0,599	0,910	0,41
30	15,96	0,945	0,895	0,751	0,70
40	15,04	0,998	0,997	0,581	0,95
50	15,00	1,000	1,000	0,546	1,00
60	16,47	0,915	0,840	0,470	1,10
65	17,87	0,840	0,703	0,193	1,56
75	20,75	0,725	0,525	0,117	1,75
85	23,61	0,635	0,403	0,074	1,87
95	26,49	0,566	0,320	0,053	1,94
105	29,35	0,509	0,259	0,037	2,02
115	32,20	0,464	0,216	0,028	2,05
125	35,08	0,417	0,174	0,020	2,164
135	37,98	0,395	0,156	0,018	2,118
145	40,80	0,367	0,135	0,015	2,20
150	42,30	0,354	0,125	0,013	2,1

Сопло № 2 ($d_* = 8,11 \text{ мм}$, $\text{Ma}_* = 2,00$)

0	65,50	0,125	0,015	1,000	0,00
10	60,50	0,134	0,018	1,000	0,00
20	49,00	0,165	0,027	0,999	0,01
30	18,00	0,450	0,203	0,992	0,12
40	8,11	1,000	1,000	0,546	1,00
45	8,42	0,963	0,910	0,350	1,29
50	8,94	0,908	0,824	0,270	1,41
55	9,46	0,858	0,735	0,210	1,52
60	9,98	0,813	0,662	0,175	1,59
65	10,49	0,775	0,594	0,140	1,67
68	10,82	0,750	0,562	0,137	1,69

при более высоких начальных давлениях дают возможность обнаружить не только смещение зоны спонтанной конденсации, но и изменение характера распределения давления (рис. 6-4). Переход от давления $p_0 = 6,83 \text{ кгс/см}^2$ к $p_0 = 32 \text{ кгс/см}^2$ привел к исчезновению скачкообразного изменения давления в зоне интенсивного подвода тепла. Характер распределения статического давления при $p_0 = 32 \text{ кгс/см}^2$ стал плавным. Это можно объяснить более значительным геометрическим воздействием на поток по сравнению с тепловым.

Для анализа эрозийного износа лопаток, изменения экономичности проточной части и расчета сепарационных устройств важно знать влияние начального давления на дисперсность жидкой фазы. Действитель-

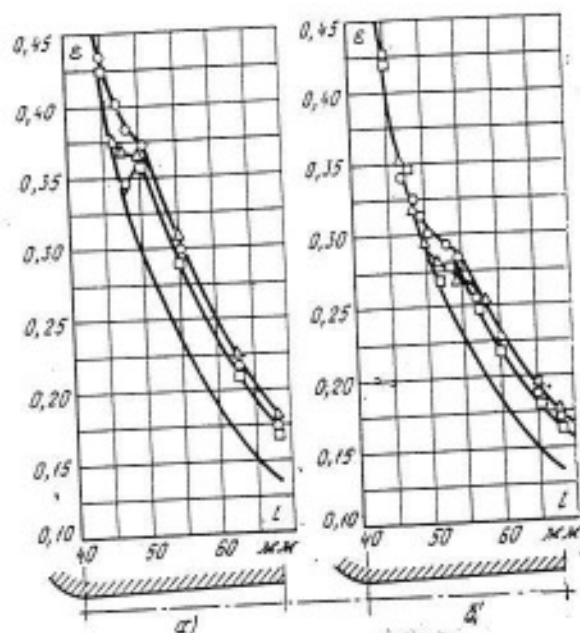


Рис. 6-4. Влияние начального давления на конденсацию пара в сопле.
а — $\Delta T_n = 4^\circ \text{C}$; б — $\Delta T_n = 25^\circ \text{C}$; $\circ$ — $p_0 = 32 \text{ кгс/см}^2$; $\triangle$ — $p_0 = 6,83 \text{ кгс/см}^2$; $\square$ — $p_0 = 18 \text{ кгс/см}^2$; — — — расчет при $k=1,3$ (опыты В. К. Шанина).

но, в зависимости от дисперсности меняются коэффициент скольжения фаз и доля соприкасающихся с поверхностью лопаток капель, что сказывается на интенсивности эрозии и приводит к падению к. п. д.

Измерения дисперсности жидкой фазы в зависимости от начального давления методом асимметрии, изложенным в гл. 2, производились вблизи среза сопла № 2. Результаты исследований даны на рис. 6-5. В опытах поддерживался приблизительно постоянный начальный перегрев $\Delta T_n \approx 2 + 4^\circ \text{C}$. Как следует из графиков, с ростом давления средний вероятностный размер капель увеличивается от $(4+5) \cdot 10^{-8} \text{ м}$ при $p_0 \approx 1 \text{ кгс/см}^2$ до $(14+16) \cdot 10^{-8} \text{ м}$ при $p_0 \approx 32 \text{ кгс/см}^2$ (кривая 1). На основании дан-

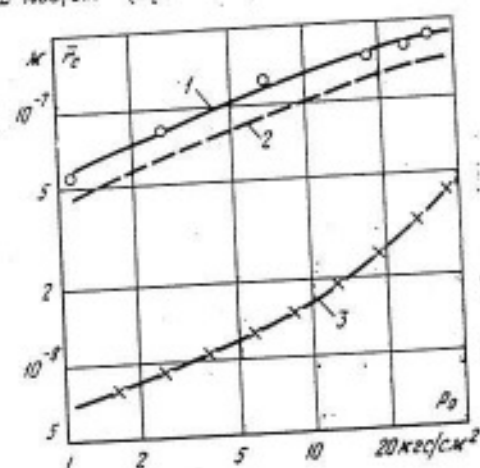


Рис. 6-5. Зависимость экспериментальных и расчетных размеров капель от давления p_0 .

1 — экспериментальные значения средних размеров капель за срезом сопла № 2; 2 — размер капель r_c за зоной спонтанной конденсации; 3 — расчетные значения $\bar{r}_c$ при $\bar{p} = 3 \cdot 10^4 \text{ 1/сек}$.

ных опытов нетрудно определить приближенный размер капель за зоной спонтанной конденсации $\bar{r}_c$. Считая процесс расширения за «скачком» конденсации равновесным и принимая число капель n в процессе дальнейшего расширения пара постоянным, получаем:

$$y_c = \frac{4}{3} \pi \bar{r}_c^3 \rho_2; \quad y = \frac{4}{3} \pi \bar{r}^3 \rho_2, \quad (6-1)$$

откуда $\bar{r}_c = \bar{r} \sqrt[3]{y_c/y}$. Здесь $\bar{r}$ — средний размер капель в произвольном сечении сопла (канала); ρ_2 — плотность жидкой фазы; y_c и y — степени влажности потока за «скачком» конденсации и в сечении сопла, в котором производилось измерение размеров капель $\bar{r}$. Значения y_c и y определяются по равновесной i , s -диаграмме. Размеры капель за зоной спонтанной конденсации $\bar{r}_c$ приведены на рис. 6-5 (кривая 2), откуда следует, что значение r_c также растет с увеличением давления p_0 .

Аналогичный вывод следует из теоретического анализа процесса конденсации. Число капель n определяется скоростью ядрообразования J перед «скачком» конденсации:

$$n = \int_0^{\tau} J d\tau = \int_0^l \frac{vJ}{c} dl, \quad (6-2)$$

где v — удельный объем пара; J — скорость ядрообразования в 1 кг пара за 1 сек; c — средняя скорость пара.

Равновесная степень влажности может быть определена из соотношения

$$y_c = \frac{C_p \Delta T}{L}, \quad (6-3)$$

где ΔT — переохлаждение, соответствующее заданной скорости ядрообразования J ; L — скрытая теплота фазовых переходов; C_p — удельная теплоемкость. Предполагая также, что

$$v = v_1, \quad C = \sqrt{\frac{2k}{k+1}} RT_0 \quad \text{и} \quad \Delta T = \text{const},$$

подсчитаем число капель на 1 кг пара и размер капель для разных давлений среды. Такие расчеты при постоянном значении $J = 33 \text{ 1/(кг} \cdot \text{сек)}$ представлены в табл. 6-2. Индекс 1 соответствует давлению $p_0 = 1 \text{ кгс/см}^2$, а индекс i — произвольному давлению p_{0i} . Из табл. 6-2 следует, что с ростом p_0 число капель, приходящееся на 1 кг смеси во влажном паре, уменьшается, а средний размер частиц r_i растет.

Теоретические расчеты размеров и числа капель за зоной спонтанной конденсации [Л. 98] показывают существенное влияние на величины n и r скорости расширения

$$\dot{p} = -\frac{1}{p} \frac{dp}{d\tau}.$$

Расчетные данные предсказывают рост размеров капель $\bar{r}_c$ с увеличением p_0 (кривая 3 рис. 6-5) и уменьшением $\dot{p}$, однако абсолютные значения $\bar{r}_c$ оказываются меньшими, чем размеры капель, полученные опытным путем (кривая 2). В связи с этим следует подчеркнуть, что использование уравнения Я. И. Френкеля в системе уравнений движения конденсирующейся среды дает заниженные значения r_c по сравнению с результатами эксперимента. Поэтому в расчетах необходимо пользоваться уравнением (2-2) с поправочным коэффициентом β .

Возникновение спонтанной конденсации в суживающихся частях дозвуковых или сверхзвуковых каналов может приводить к появлению нестационарных режимов потоков переохлажденного пара. Этот вывод следует из анализа распределения статического давления в соплах при местном подводе тепла вблизи от горлового сечения канала. Подвод тепла к потоку при дозвуковых скоростях будет приводить к увеличению градиентов скоростей и давлений в зоне подвода тепла и к увеличению скорости на входных участках сопла. Если зона подвода тепла находится вблизи входного участка сопла и количество подведенного тепла невелико, то распределение относительного статического давления будет соответствовать кривой 2 на рис. 6-6,а. В нашем анализе предполагается плавное изменение закона подвода тепла, схематично представленное на рис. 6-6,а. Если предположить, что начало спонтанной конденсации должно лежать на линии постоянного давления $p_{ст,к}$ (на линии постоянного переохлаждения $\Delta T = \text{const}$), то зона конденсации сместится в область 2 (рис. 6-6,а). При более значительном подводе тепла в зоне спонтанной конденсации произойдет повышение статического давления до линии 3, а сама зона конденсации переместится в область 3. Дальнейшее увеличение подвода тепла будет приводить к смещению кривой статического давления до тех пор, пока начало спонтанной конденсации не совпадет с минимальным сечением F^* , а кривая статического давления не займет положение 5. Подвод тепла в зоне 5 будет ускорять поток, несмотря на то, что канал

Таблица 6-2

Параметр	Давление p_{0i} , кгс/см ²					
	1,0	5,0	10,0	20,0	30,0	50,0
v , м ³ /кг	6,5	1,18	0,533	0,208	0,122	0,0617
$1/c$, сек/м	$2,28 \cdot 10^{-3}$	$2,14 \cdot 10^{-3}$	$2,06 \cdot 10^{-3}$	$2,10 \cdot 10^{-3}$	$1,95 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$
v_1/c , м ² /(кг·сек)	10^{-2}	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$8,8 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-4}$	$2,42 \cdot 10^{-4}$	$1,41 \cdot 10^{-4}$
n_1/n_i	1,0	4,43	11,3	25,1	41	71
r_1/r_i	1,0	1,64	2,24	2,92	3,45	4,44

в этой области расширяется (тепловое воздействие превышает геометрическое). Переход через скорость звука произойдет в сечении b , т. е. в расширяющейся части сопла.

Дальнейшее даже незначительное увеличение подвода тепла должно было бы привести к новому повышению давления в минимальном сечении и, следовательно, к смещению зоны конденсации пара вправо. Однако в этом случае в расширяющейся части сопла давление повысилось бы, и конденсация стала бы совсем невозможной, так как причина, вызвавшая повышение давления в минимальном сечении, исчезла бы. Процесс конденсации пара и характер протекания кривых давления будет в этом случае следующим. Спонтанная конденсация (подвод тепла) будет находиться там же, где она находилась для крайнего режима 5. Повышение давления приведет к существенному уменьшению ядрообразования, а конденсация пара на образовавшихся ранее ядрах — к дальнейшему повышению ε (кривая 6). Как только будет исчерпана возможность конденсации на имевшихся в потоке ядрах, начнется уменьшение давления до кривой 5 (или несколько ниже, за счет инерции процесса), вновь начнется бурное ядрообразование, повышение давления и т. д. Таким образом, мы приходим к выводу о возникновении нестационарных пульсаций давления при конденсации пара в дозвуковой части сопла. Пульсации давления неизбежно вызовут пульсации плотности, температуры и расхода среды через канал (предполагается, что начальные параметры перед соплом остаются постоянными).

Рассмотрим характер спонтанной конденсации и изменения давления в дозвуковой части сопла при изменении начальных параметров перед соплом (рис. 6-б, в). Предполагая, что градиенты давлений в разных точках сопла меняются незначительно и величина предельного переохлаждения потока также остается постоянной, получаем, что при конденсации пара происходит перемещение зоны подвода тепла. С понижением начальной температуры перед соплом (или при увеличении предварительного переохлаждения потока) сечение, в котором начинается спонтанная конденсация, будет перемещаться от сечения 1 вниз по потоку. Крайний случай существования стационарного режима будет иметь место тогда, когда спонтанная конденсация начинается в сечении 3, а кривая статического давления перемещается до положения 3'. Область интенсивного подвода тепла смещается за минимальное сечение (зона 3''), причем начало подвода тепла совпадает с минимальным сечением сопла.

Если начало спонтанной конденсации сместится еще дальше, например в сечение 4, то вначале подъем кривой статического давления произойдет до кривой 4'. Дальнейший подвод тепла в зоне конденсации уменьшит процесс ядрообразования, а конденсация будет происходить на ранее образовавшихся ядрах. Кривая статического давления займет положение 4'' и далее 5,

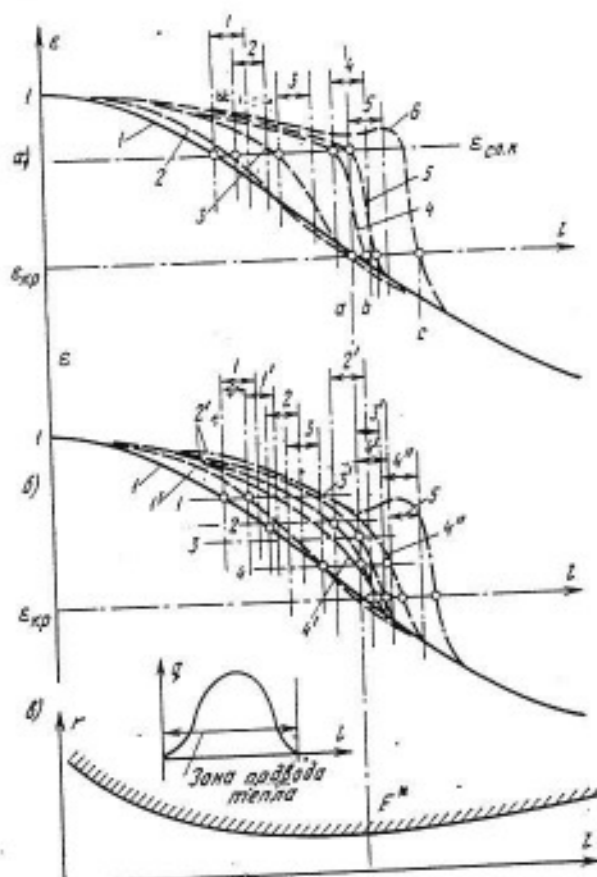


Рис. 6-б. Изменение статического давления вдоль сопла при подводе тепла (конденсация пара).

$a - p_0$ и $t_0 = \text{const}$; $q = \text{var}$; $б - q = \text{const}$; $p_0 = \text{const}$; $t_0 = \text{var}$; $в - \text{закон подвода тепла } q \text{ к потоку пара.}$

конденсация и подвод тепла прекратятся, статическое давление упадет до кривой 4' (или ниже). Вновь начнется ядрообразование, повышение давления, и весь рассмотренный выше процесс повторится. Таким образом, снова подтверждается сделанный нами ранее вывод о возникновении нестационарных явлений при конденсации пара вблизи минимального сечения.

С точки зрения работы турбинных ступеней или одиночных реактивных сопел такие режимы являются нежелательными, так как они вызывают периодическую пульсацию потока в проточной части турбины и периодическое изменение расхода среды. Средний расход в этом случае будет отличаться от расхода рассчитанного по обычным методам равновесного или неравновесного процесса расширения.

6-2. СТРУКТУРА ПОТОКА В ЗОНЕ РЕЛАКСАЦИИ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Кроме отмеченных в § 6-1 и гл. 2 особенностей течения влажного пара в сопловых решетках, для расчета проточных частей сверхзвуковых ступеней необходимо рассмотреть изменение структуры двухфазного потока при прохождении ударных волн (скачков уплотнения), образующихся в косом срезе сопловых решеток, а также на

входных и выходных участках профилей рабочих решеток. Особенно актуальна эта задача для входных клиновидных кромок лопаток, подвергающихся значительному эрозионному износу (см. гл. 7). Поэтому в задачи расчета входит определение скорости и размеров жидких частиц за фронтом скачка.

В общем случае параметры потока за фронтом скачка будут значительно отличаться от равновесных, и полное выравнивание параметров паровой и конденсированной фаз по скоростям, температурам и фазовым переходам будет устанавливаться на некотором расстоянии от фронта скачка. В этой связи всю зону, в которой происходят релаксационные процессы до установления термодинамического равновесия, можно условно разбить на два участка:

1. Участок быстротечных процессов, где устанавливается равновесие в паровой фазе и происходит скачкообразное увеличение давления и температуры пара.

2. Участок медленных процессов тепло-массообмена между жидкой и паровой фазами до практически равновесного состояния двухфазной среды.

Используя описанную модель, оценим характер изменения параметров на каждом участке. Будем предполагать, что изменение параметров в скачке уплотнения происходит так, как если бы жидкая фаза отсутствовала. Капли проходят скачок, не изменяя своих параметров. Перед скачком двухфазная среда находится в равновесном состоянии, а соотношение скоростей фаз во всем потоке $v = c_2/c_1 = 1$. Предполагая также, что несущей является паровая фаза, т. е. объемное содержание конденсата пренебрежимо мало по сравнению с объемом пара, и что для потока справедливо уравнение $p = \rho RT$, можно записать замкнутую

систему уравнений одномерного потока в виде, предложенном Г. А. Салтановым и А. В. Куршаковым [Л. 98].

Уравнение неразрывности

$$\frac{d\rho c}{d\tau} = -c\kappa; \quad (6-4)$$

уравнение импульсов

$$\rho c \frac{dc}{d\tau} = -\frac{dp_1}{d\tau}; \quad (6-5)$$

уравнение энергии

$$\rho C_p \frac{dT_1}{d\tau} = \frac{dp_1}{d\tau} + L\kappa; \quad (6-6)$$

скорость фазовых переходов

$$\kappa = \sum_i \kappa_i = \sum_i \frac{3\rho_2 y_i}{[y + \rho_2/\rho_1 (1-y)] r_i} \frac{dr_i}{d\tau}. \quad (6-7)$$

Здесь y и y_i — суммарные степени влажности жидкой фазы и концентрации частиц i -го размера ($y_i = f(r_i)y$, где $f(r_i)$ — функция распределения частиц по размерам).

Учитывая, что при постоянном числе капель n величина y_i пропорциональна r_i^3 , получаем из (6-7):

$$\frac{dy_i}{d\tau} = \kappa_i \left[\rho_2/\rho_1 (1-y) + y \right] \frac{1}{r_i}. \quad (6-8)$$

Скорость изменения радиуса капли

$$\frac{dr_i}{d\tau} = \frac{p_1 \alpha_i}{\rho_2 \sqrt{2\pi RT_1}} \left(1 - \frac{p_2}{p_1} \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right); \quad (6-9)$$

скорость изменения температуры капли

$$\frac{dT_2}{d\tau} = \frac{1}{r_i} \left[\frac{3(L - RT_2)}{C_{p2} d\tau} + \frac{3\alpha_i (1 - \alpha_i) c_p (T_1 - T_2) p_1}{C_{p2} - \rho_2 \sqrt{2\pi RT_1}} \right]. \quad (6-10)$$

Соотношения между давлениями и температурами перед и за скачком (индекс 1 означает «перед скачком», 2 — «за скачком»):

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{k-1}{k+2} \left(\frac{\alpha k}{k-1} Ma_1^2 - 1 \right); \quad (6-11)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{k-1}{k+1} \right)^2 \left(\frac{2k}{k-1} Ma_1^2 - 1 \right) \times \left[\frac{\alpha}{(k-1) Ma_1^2} + 1 \right]. \quad (6-12)$$

Приведенная система уравнений после соответствующих преобразований была использована для расчета изменения параметров потока за скачком уплотнения на ЭВМ «Минск-22» при следующих характеристиках влажного пара: $Ma_1 = 1.7$, $p_1 = 2.15 \times 10^4$ н/м², $y_1 = 0.0525$. Результаты расчета представлены на рис. 6-7 и 6-8. Начальное массовое распределение капель перед скачком соответствует кривой 1 на рис. 6-7. Как видно на рис. 6-8, в начале зоны релаксации происходит некоторый незначи-

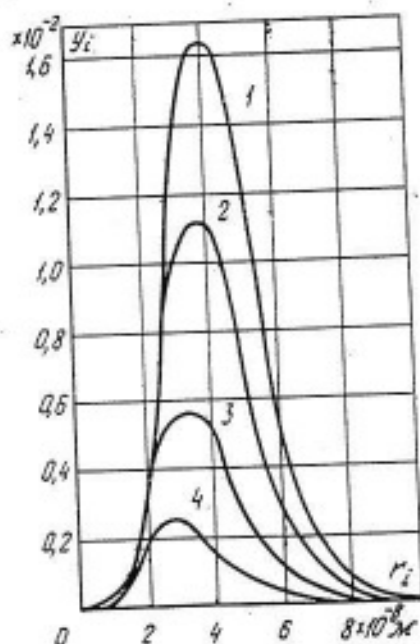


Рис. 6-7. Распределение частиц влаги по размерам в зоне релаксации.
1 — $\tau = 0$; $l = 0$; 2 — $\tau = 2.2 \cdot 10^{-4}$ сек; $l = 0.7$ мм; 3 — $\tau = 6.24 \cdot 10^{-4}$ сек; $l = 1.9$ мм; 4 — $\tau = 11.7 \cdot 10^{-4}$ сек; $l = 3.5$ мм.

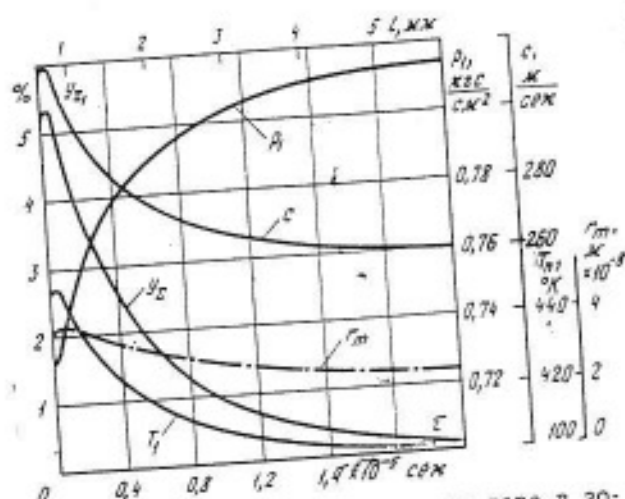


Рис. 6-8. Изменение параметров пара в зоне релаксации.
 r — суммарный радиус каплей; y — суммарная весовая концентрация конденсата; c , T , p — скорость, температура и давление паровой фазы.

тельный рост каплей за счет конденсации пара на более холодных каплях по сравнению с температурой пара за скачком. В дальнейшем капли быстро нагреваются и начинают испаряться, при этом среднemasовый размер каплей r_m уменьшается. Важно отметить, что при этом функция распределения частиц по размерам качественно изменяется незначительно (рис. 6-7), в то время как суммарная весовая концентрация конденсата y резко уменьшается (рис. 6-8).

Данные теоретических расчетов подтверждаются экспериментальными исследованиями изменения параметров влажного пара и дисперсности жидкой фракции в соплах Лавала на нерасчетных режимах. На рис. 6-9 показано распределение статического давления $\varepsilon = p/p_0$, радиуса каплей r_k и интенсивности рассеянного света J вдоль плоского сопла Лавала. Жидкая фаза возникла в зоне спонтанной конденсации (сечение сопла $l \approx 20$ мм) и далее проходила через прямой скачок уплотнения (сечение $l \approx 70$ мм). Опыты показывают весьма слабое изменение среднего радиуса каплей в зоне скачка уплотнения, в то время как интенсивность рассеянного света J резко падает. Поскольку $J \approx k n^2 \bar{r}_k$, то при $\bar{r}_k = \text{const}$ уменьшение J свидетельствует об уменьшении числа частиц n и, следовательно, влажности y . Полученная в опытах и расчетным путем величина зоны релаксации l составляла около $1,5 \cdot 10^{-2}$ м.

После расчета числа и размеров каплей важно определить траектории их движения и скорости соударения с поверхностями входных кромок лопаток. В приближенной постановке (предполагается, что размер частиц постоянен и что влияние массообмена на движение каплей несущественно) данная задача решается с помощью уравнений, приведенных в § 3-1. Рассмотрим результаты расчетов, приведенные в работе [Л. 98]. Принимая коэффициент сопротивления $\psi = 12/\sqrt{Re}$, запишем уравнения движения

одиночной капли радиуса r в проекциях на оси x и y в виде (рис. 6-10)

$$\frac{d\Delta c_x}{dt} = -B \Delta c_x (\Delta c_x^2 + \Delta c_y^2)^{1/4}; \quad (6-13)$$

$$\frac{d\Delta c_y}{dt} = -B \Delta c_y (\Delta c_x^2 + \Delta c_y^2)^{1/4}, \quad (6-14)$$

где $\Delta c_x = c_{2x} - c_{1x}$; $\Delta c_y = c_{2y} - c_{1y}$;

$$B = \frac{9 \sqrt{2} p_1}{\sqrt{8} r^3 p_2}$$

Вводя обозначение $\Delta c^2 = \Delta c_x^2 + \Delta c_y^2$, преобразуем уравнения (6-13) и (6-14) к виду

$$d\Delta c/dt = -B \Delta c^{3/2}. \quad (6-15)$$

Решением последнего уравнения будет:

$$\Delta c = (\Delta c_x^2 + \Delta c_y^2)^{1/2} = 4(Bt + c)^2. \quad (6-16)$$

Приняв за начало отсчета времени t и пути $S = \sqrt{x^2 + y^2}$ точку пересечения частицей фронта косого скачка ($t_0 = 0$, $\Delta S_x = 0$ и $\Delta S_y = \Delta S_{y0}$), получим следующее выражение для расчета траектории капли за косым скачком уплотнения:

$$y = (x - x_0) \times \left[\operatorname{tg} \beta_2 + \frac{2 \Delta c_{y0}}{B \sqrt{\Delta c_{y0} + \frac{2 c_1 \cos \beta_2}{(x - x_0)}}} \right]. \quad (6-17)$$

В предыдущих формулах индексом 1 обозначены характеристики паровой фазы, а индексом 2 — жидкой фазы за скачком уплотнения. Параметры фаз перед скачком отмечены штрихом. Взаимосвязь между скоростями газовой фазы до и после скачка определяется уравнением импульсов в проекции на фронт скачка: $c'_1 \cos \beta_1 = c_1 \cos \beta_2$.

На рис. 6-10 приведены расчетные траектории, определенные по уравнению (6-17) для разных диаметров частиц при обте-

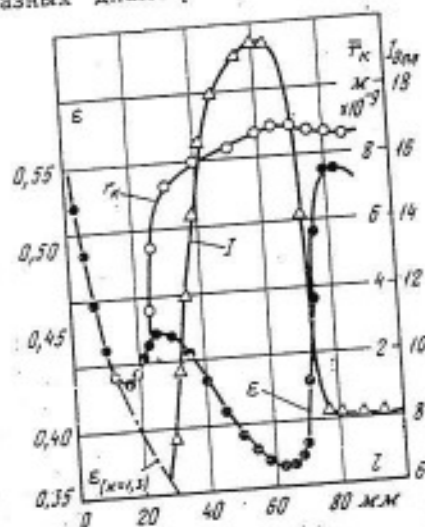


Рис. 6-9. Распределение параметров влажного пара при течении с конденсацией в сопле Лавала, работающем в нерасчетном режиме.
 $p_0 = 0,93$ кгс/см²; $T_0 = 379$ °К; $p_1 = 0,34$ кгс/см² (опыты А. В. Куршакова, Г. А. Салтанова).

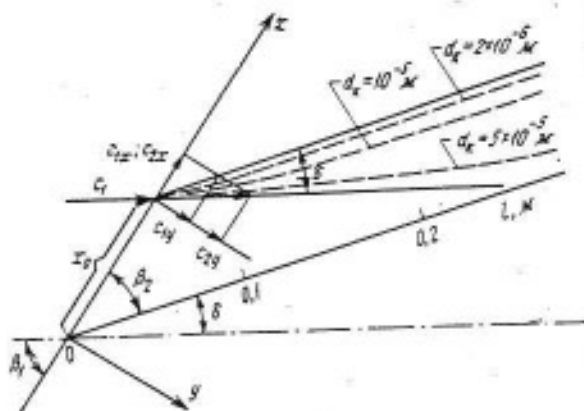


Рис. 6-10. Траектории частиц разных диаметров при обтекании сверхзвуковым потоком клина с углом δ .

канин клина с углом $\delta = 20^\circ$. Число $Ma = 1,93$ определялось только для газовой фазы двухфазной смеси воздух — капли воды. На рис. 6-10 видно, что скорость и направление движения частиц диаметром $d_k < 10^{-6}$ м при выбросе в расчете параметрах газа ($\rho' = 1 \text{ кгс/см}^3$, $t' = 300^\circ \text{K}$) практически сразу же за скачком уплотнения совпадают со скоростью и направлением движения газа. С ростом d_k рассогласование скоростей и траекторий частиц и газа увеличивается.

Для практических расчетов обтекания входных кромок лопаток важно установить координаты соударения частиц, их зависимость от начальных условий и частоту их падения на единицу поверхности клина.

Учитывая, что уравнение образующей поверхности клина в системе координат x, y имеет вид:

$$y = x \operatorname{tg} \beta_2 \quad (6-18)$$

и используя уравнение (6-17), получаем координаты падения частиц на поверхность клина [Л. 98]:

$$x_k = \left(1 + \frac{2c_1 \sin \beta_2}{2\Delta c_{y0} - B \sqrt{\Delta c_{y0} x_0} \operatorname{tg} \beta_2} \right) x_0; \quad (6-19)$$

$$y_k = x_k \operatorname{tg} \beta_2,$$

где x_0 — координата, определяющая точку пересечения капель фронта скачка ($y_0 = 0$).

Из уравнения (6-19) видно, что чем больше координата x_0 , тем дальше от носика клина падает капля влаги и в пределе при

$$x_{\text{огранич}} = 2 \sqrt{\Delta c_{y0}} / B \operatorname{tg} \beta_2. \quad (6-20)$$

ни одна из частиц, перешедших через фронт скачка на расстоянии $x_0 > x_{\text{огранич}}$, не попадает на поверхность клина ($x_k \rightarrow \infty$). Этот вывод подтверждается исследованиями эрозии острых клиньев в сверхзвуковых потоках влажного пара (см. гл. 7). Надо отметить, что указанный эрозионный износ объясняется изменением частоты соударений капель с поверхностью входных кромок лопаток (с ростом x_0 частота и существенно уменьшается). Как показано в ра-

боте [Л. 98], частота соударений с единичной площадью в единицу времени может быть приближенно подсчитана по формуле

$$n \approx n_0 c_1 \sin \beta_1 R, \quad (6-21)$$

где $n_0 = 3y_0 \rho_1 / 4\pi r_k^3 \rho_2$ — число капель в единице объема двухфазной смеси перед скачком; y_0 — весовая концентрация жидкой (или твердой) фазы; ρ_1 и ρ_2 — плотности газа и жидкости;

$$R =$$

$$= \left\{ \frac{4\Delta c_{y0} c_{12} \sin \beta_2}{(A_1 - A_2 x_0) [(A_1 - A_2 x_0) - A_2 \Delta x_0]} + 1 \right\}^{-1},$$

где

$$A_1 = 2\Delta c_{y0}; \quad A_2 = B \sqrt{\Delta c_{y0}} \operatorname{tg} \beta_2;$$

$$\Delta x_0 = (\dot{V} n_0 \sin \beta_1)^{-1}.$$

Расчеты показывают, что при степени влажности $y_0 = 10\%$ и $r_k = 10^{-4}$ м частота соударений на носике клина составляет величину порядка $n = 10^{17} \text{ 1/(м}^2 \cdot \text{сек)}$. С удалением от входной кромки частота соударений уменьшается.

6-3. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА И ПРОФИЛИРОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТУПЕНЕЙ НАСЫЩЕННОГО ПАРА

Как было показано в § 6-1, при больших тепловых перепадах, срабатываемых одновенечной или двухвенечной ступенью (при числах $Ma > 2,5$), процесс расширения пара часто заканчивается ниже линии насыщения. Следовательно, такие ступени должны профилироваться с учетом влажности пара. В то же время экспериментального материала по ступеням, рассчитанным на числа $Ma > 2,5$, пока накоплено мало. Недостаточно проверены различные формы сопловых и рабочих решеток.

Опыт создания высокоэкономичных турбинных ступеней, рассчитанных на большие числа Ma , показал, что хорошие результаты можно получить, применяя осесимметричные сопловые решетки. В некоторых случаях такие ступени оказываются экономичнее ступеней с плоскими сопловыми каналами. Кроме значительного увеличения к. п. д. на расчетном режиме, экономичность этих ступеней оказалась достаточно устойчивой к изменению теплоперепада.

Представленные на рис. 6-11 опытные зависимости, полученные на ступени с шестью вариантами сопловых решеток, показывают пре-

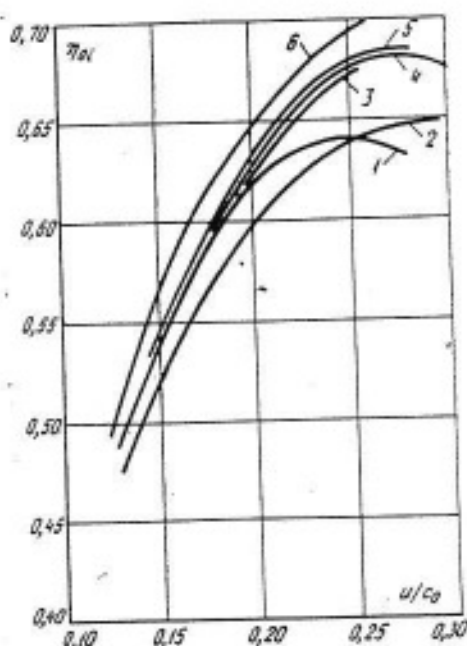


Рис. 6-11. Экономичность сверхзвуковых двухступенчатых ступеней скорости с различными сопловыми решетками (номера кривых соответствуют номерам ступеней в табл. 6-3).

имущества сверленных осесимметричных сопловых каналов. Проточная часть испытанных ступеней и их основные размеры даны на рис. 6-12 и в табл. 6-3.

Выигрыш в экономичности от применения осесимметричных профилированных каналов по сравнению с плоскими существенно зависит от отношения скоростей u/c_0 и достигает максимума в зоне опти-

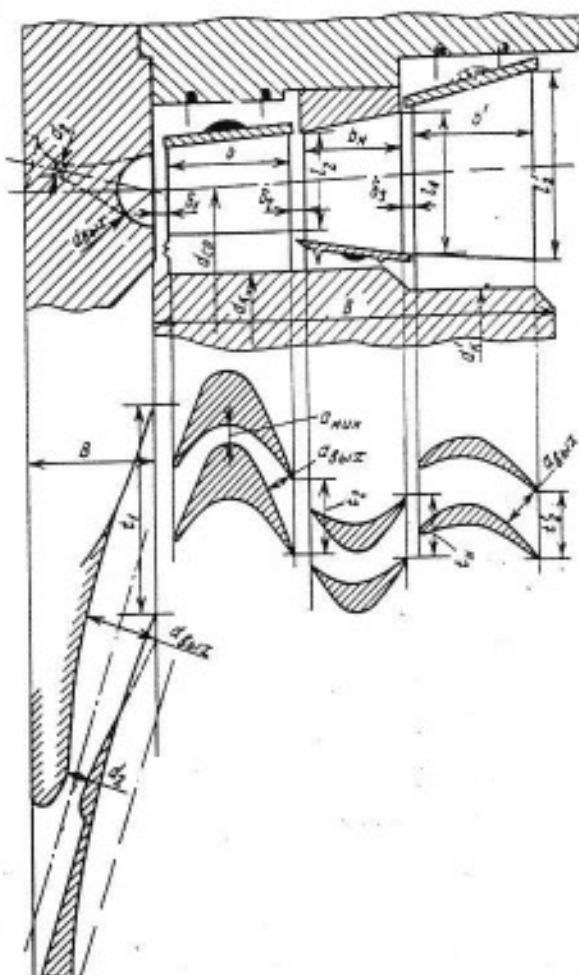


Рис. 6-12. Схема проточной части и основные размеры двухступенчатой ступени скорости со сверленными соплами.

мальных u/c_0 . Интересно отметить, что оптимальные значения отношения скоростей u/c_0 для ступеней

Таблица 6-3

Номер ступени	Профиль сопла и рабочей решетки		Хорда b , мм	Размер горла a^* , мм	Углы выхода потока α_1 (β_2)	Шаг t , мм	Высота l , мм	Размер выхода $a_{\text{вых}}$, мм	Отношение площадей	
									F_t/F_c	$F_{\text{вых}}/F_c$
1	ТС-1Р		100	6,94	13°50'	44	12,4	10,3	1,5	—
2	ТС-1Р		100	8,67	14°20'	45,9	13,2	11,3	1,31	—
3	ТС-1Р		100	7,55	14°	47,7	11,6	10,6	1,31	—
4	Сверленный		—	Ø11,00	15°	46,1	Ø13,2	13,2	1,43	—
5	ТрВ НА ТрВ	Сверленный	—	Ø10,26	17°	44,5	Ø12,4	12,4	1,45	—
		ТР-1	20	—	19°	12,15	14,4	3,49	—	1,54
		ТР-3АК	20	—	25°	19,3	17,54	5,25	—	2,5
		ТР-4А	20	—	32°	12,15	20,13	5,61	—	3,6
6	ТрВ НА ТрВ	Сверленный	$l_{\text{пр}}=80$	Ø7,34	17°	102	33,1	33,1	21,8	1
		30А20-20Г	30	—	23°43'	15,39	46,0	6,12	48,7	2,24
		20А30-27Б	20	—	27°27'	10,93	62,0	5,044	71,0	3,48
		30А53-44Б	30	—	44°04'	18,4	81,0	12,8	150,5	7,18

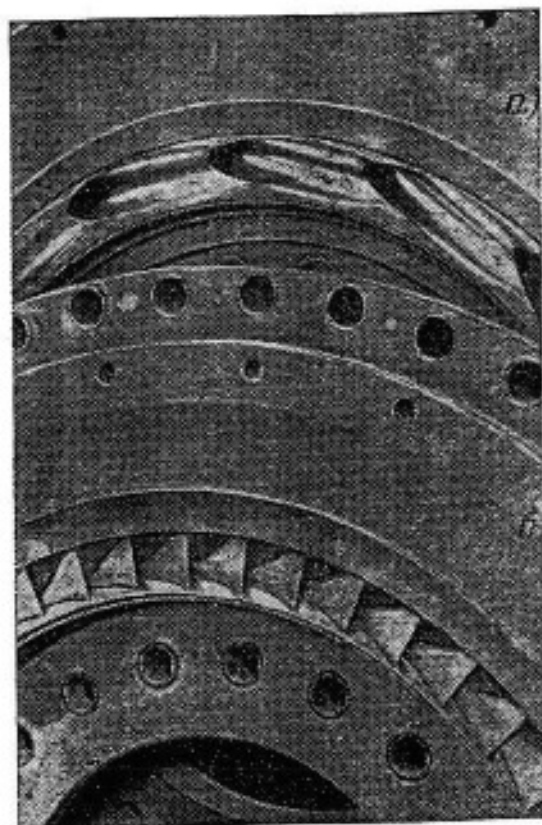


Рис. 6-13. Сопловые решетки с осесимметричными соплами.

а — решетка со сверленными соплами; б — наборная решетка (вид со стороны выхода пара).

с осесимметричными каналами смещаются в сторону больших значений, что характерно для ступеней с малыми потерями энергии. Применение осесимметричных каналов оказывается предпочтительным при увеличении чисел Ma , реализуемых в сопловых каналах. Имеющиеся экспериментальные исследования показывают, что, начиная с чисел $Ma > 1,5$, желательно применять осесимметричные сопловые решетки.

Характерной особенностью осесимметричных каналов является переменная по высоте толщина выходной кромки сопловой решетки. На рис. 6-13 показана фотография двух диафрагм со сверленными соплами и наборной решеткой. Опыты, проведенные А. В. Щеколдиным, показали, что минимальные потери в сверхзвуковой ступени соответствуют 14% «перерезания» сопловых каналов в выходной части. Степень «перерезания» определялась по формуле

$$\Pi = \frac{d_{\text{вых}} - \delta}{d_{\text{ср}}} \cdot 100\%.$$

Здесь $d_{\text{вых}}$ — диаметр сопла на выходе; $d_{\text{ср}}$ — средний диаметр сопловой решетки; $\delta = d_{\text{ср}} \sin(\gamma/2) \sin \alpha_1$, где $\gamma = 360/ez$; e — степень парциальности; z — число каналов.

Вследствие «перерезания» кольцевая площадь выходного сечения сопловой решетки равномернее заполняется потоком. Равномерность потока, натекающего на рабочие лопатки, возрастает вследствие уменьшения разницы в толщинах выходной кромки сопел по высоте решетки. Однако при этом на среднем диаметре ступени линия раздела двух сопел углубляется внутрь решетки, что, безусловно, приводит к ухудшению режима течения в выходном сечении сопла. Наличием двух противоположных факторов объясняется существование оптимальной степени «перерезания» сопловых каналов. Исследования ступеней с переменными углами α_1 показали, что оптимальный угол выхода пара из сопловой решетки составляет 16—18°.

В газодинамическом отношении сопловые осесимметричные каналы достаточно совершенны и могут надежно рассчитываться и профилироваться различными известными в литературе методами (например, методом характеристик). Достаточно простой газодинамический расчет является явным преимуществом осесимметричного сопла по сравнению с криволинейным сопловым каналом. Однако в косом срезе кольцевой решетки, составленной из осесимметричных каналов, возникает сложная волновая структура потока, значительно отличающаяся от теоретической. Толщина выходных кромок (перегородок между каналами) кольцевой решетки такого типа переменна по высоте сопла. Минимальная толщина достигается на среднем радиусе ступени и резко увеличивается к корневому и периферийному ее диаметрам. Вследствие «перерезания» каналов на среднем диаметре и в непосредственной близости от него смежные каналы смыкаются раньше косого среза (линии раздела между соплами углублены внутрь сопел). Преждевременное смыкание потоков из

Σ	0	5	15	22	30	41	48	59	65	68	74	80
Φ	7,34	10,24	14,43	17,95	22,04	26,31	28,62	30,86	31,52	31,81	32,76	33,4



Рис. 6-14. Геометрические размеры сопловой решетки со сверленными соплами (а) и сечения, в которых производились замеры (б).

двух смежных сопел приводит к возможности возникновения скачков уплотнений в косом срезе сопла. Сильно переменная толщина выходной кромки по высоте решетки создает значительную неравномерность потока на входе в рабочую решетку. Эти особенности кольцевых осесимметричных сопловых решеток изучены сравнительно слабо и существенно влияют на характери-

ки потока на входе в рабочее колесо.

Были проведены опыты по изучению структуры потока за кольцевой решеткой, составленной из осесимметричных каналов (опыты КТЗ). Геометрические характеристики испытанной кольцевой решетки представлены на рис. 6-14. Полные давления, отнесенные к измеренному полному давлению по оси соплового канала, на различных радиусах и по шагу сегмента из семи сопел представлены на рис. 6-15. Обозначения диаметров, на которых производились исследования потока по шагу, соответствуют рис. 6-14, б. Первый и шестой сопловые каналы являются крайними в сегменте сопел с парциальным впуском пара. Из 16 каналов сопловой кольцевой решетки 10 в данных опытах было заглушено с тем, чтобы определить потери энергии в концевых каналах парциальных ступеней. Приведенные опытные данные получены на расчетном режиме работы сопла при числах $Ma=3,67$ по измерениям на расстоянии 1 мм от среза сопла.

Как видно из графиков (рис. 6-15), переменная по высоте решетки толщина выходной кромки сопловых каналов приводит к значительной неравномерности потока на выходе из сопел. Минимальные потери

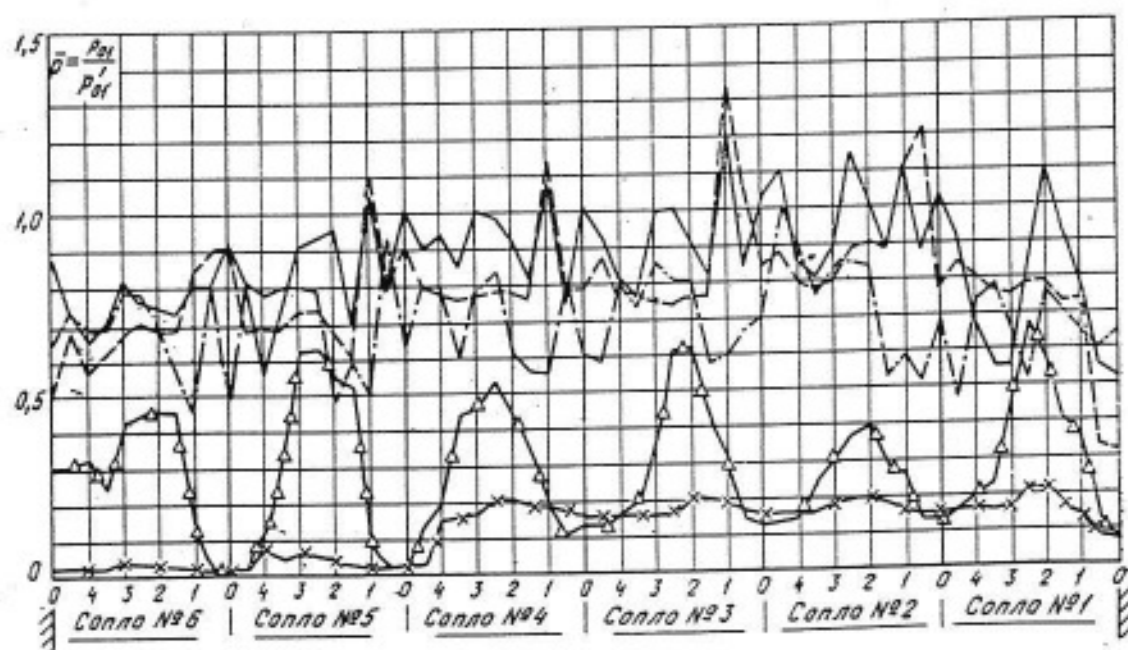


Рис. 6-15. Изменение полного давления p_{01} по отношению к полному давлению на оси сопла p'_{01} на расстоянии 1 мм от среза сопла.

— на среднем диаметре, $d_{cp}=520$ мм; — — — $d=536$ мм; — · — — $d=504$ мм; — × — — $d=553$ мм; — Δ — — $d=487$ мм.

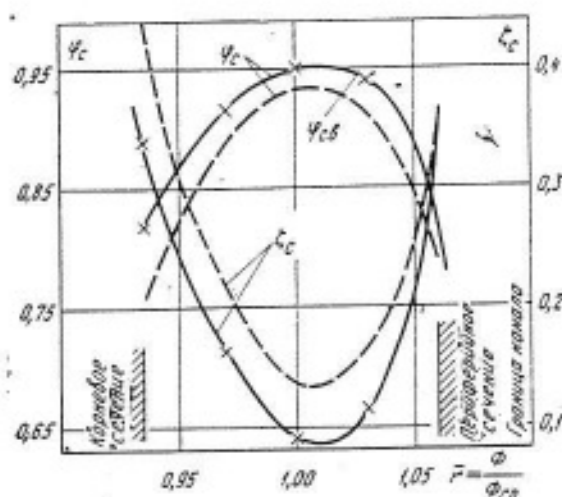


Рис. 6-16. Потери энергии и значения коэффициентов скорости по высоте сопла.
— сопло № 4; --- сопло № 1 (см. рис. 6-15).

энергии (максимальное значение $\bar{p}$) получают на среднем диаметре сопловой решетки. Данные рис. 6-15 показывают, что осесимметричные сопла при объединении их в сегмент сопла не имеют равномерной структуры потока даже на оси сопла. Возникающие при воздействии двух потоков косые скачки уплотнения имеют сложную форму, что существенно затрудняет расчет дисперсности жидкой фазы перед рабочими лопатками.

На основании опытных данных были рассчитаны коэффициенты потерь энергии в потоке и коэффициенты скорости. Эти данные представлены на рис. 6-16. Средние потери на расчетном режиме ($Ma = 3,67$) составляют около 18%, что соответствует коэффициенту скорости $\phi_c = 0,905$. Исследования решет-

ки при переменных числах Ma подтвердили существенную зависимость коэффициентов потерь от теплоперепада (числа Ma). При снижении числа Маха до $Ma = 2,5$ потери в решетке выросли на 9%. Испытания двухвенечной ступени скорости с диафрагмой с осесимметричными соплами (ступень № 6 в табл. 6-3) показали уменьшение экономичности на 7% при снижении числа Ma с 3,67 до 2,5, что достаточно хорошо согласуется с изменениями потерь в сопловой решетке. Удаление плоскости замеров от среза сопла привело к росту потерь кинетической энергии. Так, на расстоянии 15 мм коэффициент потерь вырос на 5% по сравнению с потерями у среза сопла (1 мм). В опытах на турбинной ступени такое увеличение зазора между входными кромками первого ряда рабочих лопаток и срезом сопла вызвало снижение к. п. д. приблизительно на 2%.

При профилировании проточной части сверхзвуковых ступеней следует учитывать возможность «запирания» рабочей решетки при значительных сверхзвуковых скоростях в относительном движении. В этой части интересен эксперимент, выполненный А. З. Павловским на ступенях, характеристики которых приведены в табл. 6-4. Сверхзвуковые турбинные ступени с осесимметричными профилированными по методу характеристик сопловыми каналами испытывались на различных перепадах при переменной температуре пара на входе в ступень.

№ п/п	Профиль сопла и рабочей решетки	Ширина b , мм	Шаг t , мм	$\bar{t} = \frac{t}{b}$	β_y , град	Размеры горла, мм	
						a_1	a_2
1	СА; сверленная решетка ТрВ; КТЗ, 30А-20-20	$l_{пр} = 80$ 30	102 15,39	— 0,513	17° 85°5'	— 4,54	— 6,54
2	СА; сверленная решетка ТрВ; НАСЕ	$l_{пр} = 80$ 30	102 15,2	— 0,507	17° 90°	— 6,4	— 6,53
3	СА; сверленная решетка ТрВ; НАСЕ	$l_{пр} = 80$ 30	102 14,0	— 0,467	17° 90°	— 5,8	— 5,94
4	СА; сверленная решетка ТрВ; КТЗ, 30А-20-20 (м)	$l_{пр} = 80$ 30	102 15,39	— 0,513	17° 85°5'	— 4,68	— 6,61
5	СА; сверленная решетка ТрВ; НАСЕ	$l_{пр} = 80$ 30	102 13,1	— 0,436	17° 90°	— 5,2	— 5,37

Сопловая решетка исследованных ступеней имеет осесимметричные каналы, входной участок которых выполнен в соответствии с формулой Витошинского. Расширяющаяся часть сопла рассчитана методом характеристик с «перерезанием» в 14,5% и разделкой выходных кромок. Рабочие решетки с диффузорно-конфузорными каналами составлены из профилей двух типов и имеют равные геометрические углы входа и выхода потока, одинаковые хорды и высоты лопаток (рис. 6-17, табл. 6-4). Испытания ступеней проводились без бандаж, при одинаковых радиальных и осевых зазорах.

На ступени № 1 экспериментально обнаружено (рис. 6-18), что, начиная с определенного значения u/c_0 , внутренний относительный к. п. д. ступени увеличивается менее интенсивно, чем в обычных ступенях. При достижении отношения скоростей u/c_0 , равного 0,22—0,23, к. п. д. ступени резко снижается, затем снова намечается некоторый его подъем при $u/c_0 > 0,25$. Одновременно с падением к. п. д. резко увеличивается степень реактивности ступени (рис. 6-19) как в корневом, так и в периферийном сечениях, причем в периферийном сечении степень реактивности растет значительно сильнее, чем в корневом.

По мере роста отношения скоростей увеличиваются угол входа потока в рабочую решетку и степень реакции ступени. В силу этих обстоятельств угол наклона скачка $\beta_{\text{иск}}$ увеличивается, а место его па-

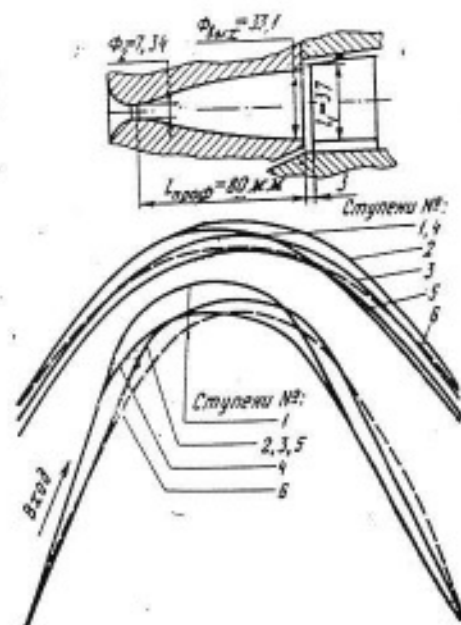


Рис. 6-17. Схема проточной части одновентной сверхзвуковой ступени и форма каналов рабочих решеток.

Номера кривых соответствуют табл. 6-4; форма профиля № 6 соответствует первому ряду рабочей решетки двухвентной ступени № 6, табл. 6-3.

дения на спинке соседнего профиля перемещается ближе к входной кромке лопатки. При уменьшении угла падения скачка на спинку профиля угол отражения с учетом кривизны вогнутой части профиля будет также уменьшаться. Это приведет к увеличению числа отраженных скачков или, скорее всего, к появлению одного прямого скачка. Потери энергии в канале и его сопротивление возрастают, что вызывает интенсивный рост степени реактивности. Вследствие интенсивного роста потерь энергии экономичность ступени резко снижается, причем па-

Таблица 6-4

Эффективный угол, град		Высота, мм		Отношение площадей		$D_{\text{ср}}$
$\beta_{1\text{вф}}$	$\beta_{2\text{вф}}$	l_1	l_2	$F_{\text{вх}}/F_{\text{вмх}}$	$F_{\text{вх}}/F_{\text{г.о}}$	
—	—	7,34	33,1	1	20,35	520
19°41'	23°43'	36,8	44,18	1,315	26,7	523
—	—	7,34	3,31	1	20,35	520
20°07'	20°08'	38,1	44,7	1,91	38,9	523
—	—	7,34	33,1	1	20,35	520
20°07'	20°08'	37,6	44,3	1,85	37,8	523
—	—	7,34	33,1	1	20,35	520
19°41'	23°43'	36,6	44,05	1,352	23,1	523
—	—	7,34	33,1	1	20,35	520
20°07'	20°08'	37,6	44,3	1,74	36,2	523

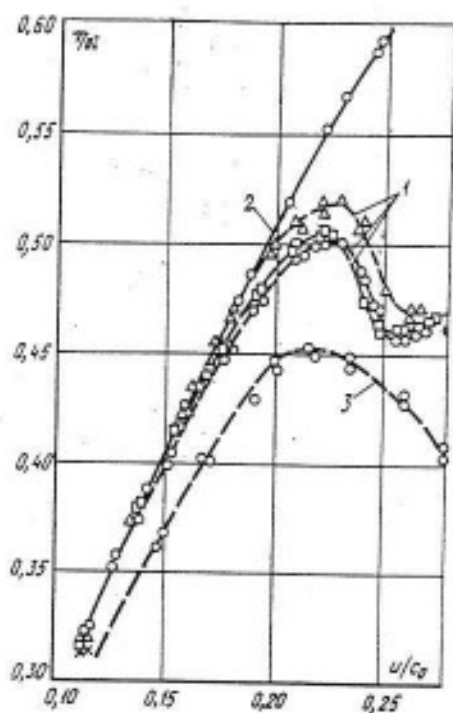


Рис. 6-18. Зависимость экономичности сверхзвуковых ступеней от отношения давлений $\delta = p_0/p_2$ и u/c_0 .

1 — ступень № 1; 2 — ступень № 4; $p_0 = 20$ кгс/см², $t_0 = 300^\circ\text{C}$, $\delta = 220$; $\bar{y}_{27} = 9\%$; 3 — ступень № 1; $p_0 = 20$ кгс/см², $t_0 = 230^\circ\text{C}$; $\bar{y}_{27} = 23\%$; $\square$ — $\delta = 100$; $\triangle$ — $\delta = 160$; $\circ$ — $\delta = 220$.

ление к. п. д. составляет 7—10%. С ростом отношения давления на ступень растет абсолютная величина снижения к. п. д. ступени (см. рис. 6-18).

Увеличение шага рабочих лопаток ступени привело к снижению, а затем к полному устранению «запирания» каналов рабочих решеток.

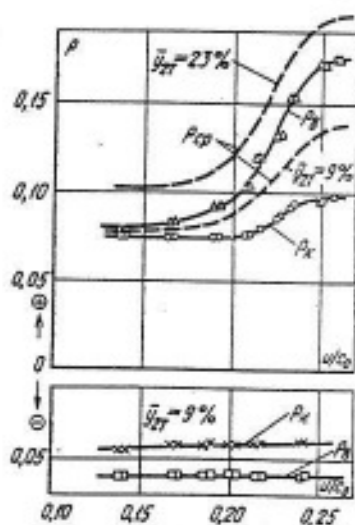


Рис. 6-19. Зависимость степени реактивности ступеней № 1 (вверху) и № 4 (внизу) (табл. 6-4) от отношения скоростей u/c_0 для различных значений конечной влажности ($\delta = 220$, $p_0 = 20$ кгс/см²).

При отсутствии «запирания» головной скачок не попадает на спинку соседнего профиля. Этот вывод подтверждается результатами исследований и других ступеней, имеющих большое отношение площадей

$$\bar{f} = F_{\text{раб}} / F_{\text{спл.}}.$$

На рис. 6-18 показана зависимость к. п. д. η_{oi} (кривая 2) от u/c_0 ступени № 4, имеющей минимальное сечение каналов рабочих решеток, увеличенное в 1,55 раз по сравнению с решеткой ступени № 1 (см. рис. 6-17 и табл. 6-4). Как видно на графиках, кризисные явления здесь уже не наблюдаются, к. п. д. растет плавно во всем диапазоне отношений скоростей u/c_0 . Реактивность ступени № 4 до значения $u/c_0 < 0,25$ практически остается постоянной, равной $\rho_{\text{ср}} \approx -0,05$ (рис. 6-19). В то же время в ступени № 1 степень реакции $\rho_{\text{ср}}$ возрастает от 0,08 до 0,14 при изменении u/c_0 от 0,17 до 0,25. При более высокой конечной влажности ($\bar{y}_{27} = 23\%$) и том же отноше-

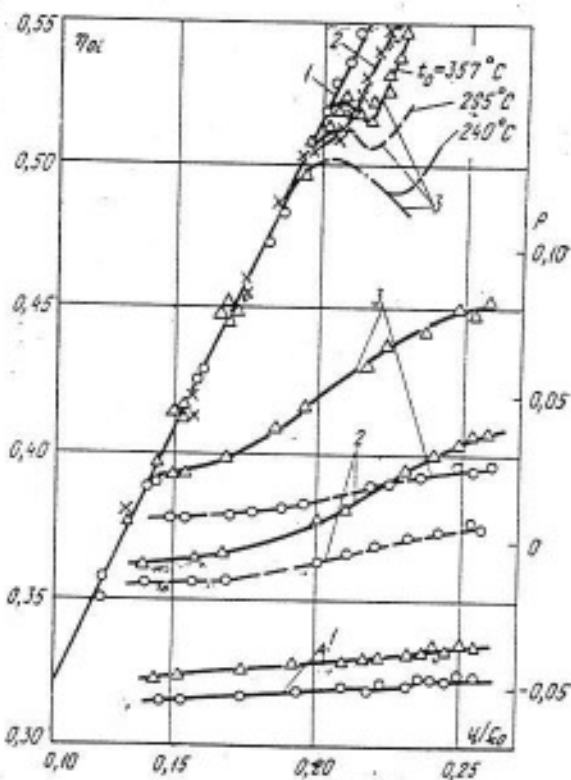


Рис. 6-20. Влияние отношения площадей сопловой и рабочей решеток на зависимость к. п. д. η_{oi} и степени реакции ρ от отношения скоростей u/c_0 .

1 — ступень № 2; 2 — ступень № 3; 3 — ступень № 4 (см. табл. 6-4); $p_0 = 20$ кгс/см², $t_0 = 367^\circ\text{C}$, $\triangle$ — $\rho_{\text{ср}}$; $\circ$ — $\rho_{\text{н}}$.

нии давлений на ступень ($\delta = p_0/p_2 = 220$) степень реакции оказалась еще более высокой, а к. п. д. ступени снизился в среднем на 5%. Важно также отметить, что кризисное падение к. п. д. затянулось существенно дальше, чем в ступени с конечной приведенной влажностью 9% (в опытах при $u/c_0 = 0,28$ повышения экономичности обнаружено не было, рис. 6-18, кривая 3).

Испытания ступеней № 2, 3 и 5, отличавшихся по шагу рабочих решеток (см. табл. 6-4), показали, что при уменьшении минимальных сечений рабочих решеток от 6,3 (ступень № 2) до 3,67 мм (ступень № 5) появляются кризисные явления, аналогичные наблюдавшимся в ступени № 1 (рис. 6-20). При испытании ступени № 5 (кривые 3 на рис. 6-20) особенно четко проявляется влияние конечной влажности (начальной температуры t_0 пара) на интенсивность и величину падения к. п. д. в зоне кризиса. Снижение начальной температуры с 357 до 240°C вызывало снижение к. п. д. при $u/c_0 = 0,22$ на 3%, в то время как при $u/c_0 < 0,2$ расслоения кривых не было. Уменьшение шага рабочих решеток, как и следовало ожидать, привело к росту реакции ступени ρ и существенному увеличению разности значений реакций в периферийных и корневых сечениях.

6-4. ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ И РЕЖИМНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТУПЕНЕЙ НАСЫЩЕННОГО ПАРА

Исследования одно- и двухвенечных сверхзвуковых ступеней при переменной начальной температуре пара t_0 (переменной конечной влажности y_{21}) показали существенное влияние режима работы ступени $\delta = p_0/p_2 = 1/\varepsilon$ на изменение экономичности, связанное с появлением влажности. В качестве примера на рис. 6-21,а представлены результаты исследований двухвенечной ступени скорости (ступень № 6, табл. 6-3, форма профиля первого ряда рабочих решеток дана на рис. 6-17),

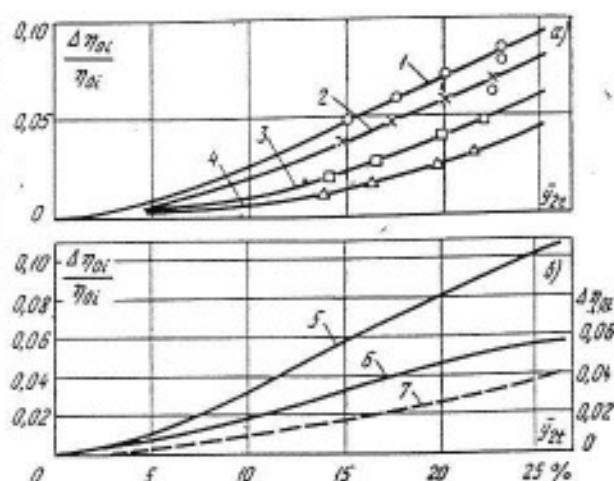


Рис. 6-21. Влияние конечной влажности на относительное снижение к. п. д. $\Delta\eta_{01}/\eta_{01}$ двухвенечной ступени № 6 (табл. 6-3, $u/c_0 = 0,25$) при переменных значениях δ (а) и одно- и двухвенечной ступеней при $\delta = 170$ и $u/c_0 = 0,23$ (б).

1 — $\delta = 220$; 2 — $\delta = 170$; 3 — $\delta = 140$; 4 — $\delta = 100$; 5 — одновенечная ступень; 6 — двухвенечная ступень; 7 — $\Delta\eta_{01} = f(y_{21})$ для одно- и двухвенечной ступеней.

имеющей сверленную сопловую решетку. Как видно на графике, потери энергии от влажности уменьшаются при снижении числа Ма (уменьшении δ) по сравнению с расчетным режимом. Этот результат обнаруживается в значительной степени только в ступенях, срабатывающих значительные сверхзвуковые теплоперепады, и объясняется изменением волновой структуры в сопловой и рабочих решетках. Возникновение на нерасчетных режимах интенсивных скачков уплотнения приводит к дополнительной подсушке пара, дроблению крупных капель и соответственно снижению потерь от влажности.

Неожиданные результаты были получены при сопоставлении влияния влажности на экономичность одно- и двухвенечных ступеней. Одновенечная ступень являлась первым венцом двухвенечной ступени, что давало возможность проводить сопоставление опытных результатов для ступеней с одинаковыми геометрическими размерами. Как видно из рис. 6-21,б, потери от приведенной влажности y_{21} в одновенечной ступени оказались более значительными при одинаковых значениях $u/c_0 = 0,23$ и $\delta = 170$ (в данных опытах влага возникала в самой турбин-

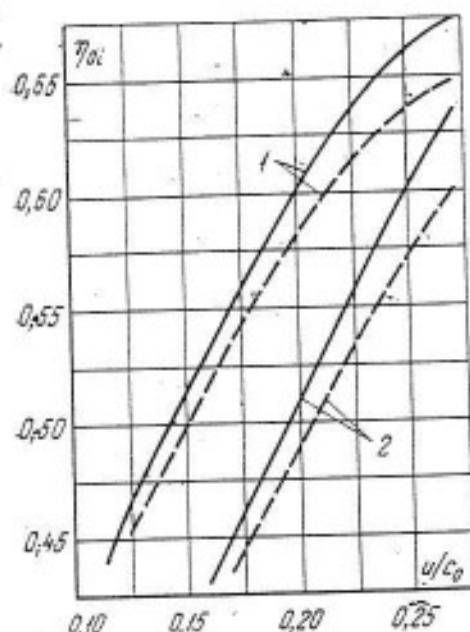


Рис. 6-22. Зависимость к. п. д. двухвенечной (1) и одновенечной (2) ступеней от отношения скоростей u/c_0 .
 — $t_0 = 350^\circ\text{C}$; — — — $t_0 = 250^\circ\text{C}$ ($p_0 = 20 \text{ кгс/см}^2$, $\delta = 220$).

ной ступени; перед ступенью пар был перегретым и менялась только его температура t_0). Детальный анализ отдельных составляющих потерь дает основание предположить, что такое различие в потерях от влажности связано с большим влиянием влаги на потери с выходной скоростью, а также с меньшей суммарной реактивностью одновенечной ступени по сравнению с двухвенечной. Следует, однако, отметить, что зависимости абсолютного падения к. п. д. для одно- и двухвенечной ступеней от y_{21} оказались практически одинаковыми (кривая 7 на рис. 6-21,б). Абсолютные значения к. п. д. испытанных одно- и двухвенечной ступеней приведены на рис. 6-22.

Степень реакции сверхзвуковых ступеней с ростом конечной влажности растет так же, как и в дозвуковых ступенях, однако приращение реактивности оказывается меньшим, что объясняется прежде всего влиянием увеличения коэффициентов расхода в сопловых решетках по сравнению с рабочими решетками. Загромождение каналов рабочих решеток здесь играет второстепенную роль, так как коэффициенты скольжения влаги и пара малы ($v \rightarrow 1$). Следовательно, интенсив-

ность роста степени реактивности сверхзвуковой ступени с изменением влажности потока будет меньше, чем в дозвуковой ступени, работающей с начальной крупнодисперсной влагой (см. гл. 5). Эксперименты показывают, что прирост конечной влажности на 1% увеличивает степень реакции приблизительно на 0,2%. Заметим, что в дозвуковых ступенях на 1% изменения влажности приходилось примерно 1% прироста реактивности.

Для сверхзвуковых ступеней влияние отношения скоростей u/c_0 на потери энергии от влажности пара качественно сохраняется таким же, как и для дозвуковых ступеней. Изменение величины

$$\Delta \eta_{01}^{\text{вл}} = \eta_{01}^{\text{п}} - \eta_{01}^{\text{вл}} = f(u/c_0)$$

для двухвенечной ступени имеет нелинейный характер (рис. 6-23), что объясняется практическим отсутствием скольжения фаз и меньшим влиянием удара капель о поверхность лопаток на изменение к. п. д. ступени.

Представляет интерес рассмотрение влияния радиальных зазоров на экономичность сверхзвуковых ступеней, в которых влага образуется при спонтанной конденсации и является мелкодисперсной. В отличие от дозвуковых ступеней (гл. 5), исследования которых проводились с начальной крупнодисперсной влагой, в дозвуковых одно- и двухвенечных ступенях (рис. 6-24,а) не обнаруживается повышения экономичности за счет выпадения влаги в зазор и уменьшения его

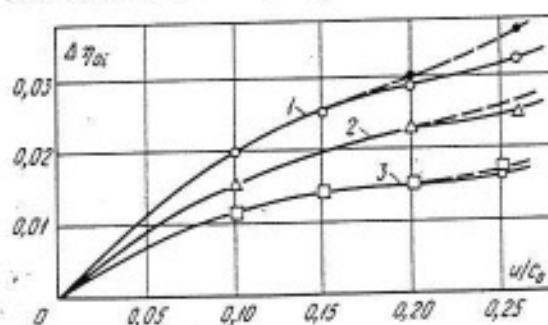


Рис. 6-23. Влияние отношения скоростей u/c_0 на экономичность двухвенечной ступени $\Delta \eta_{01}$ при различных значениях конечной влажности y_{21} .
 — $\delta_{\text{расч}} = 160$; — — — $\delta_{\text{расч}} = 325$; 1 — $y_{21} = 23\%$; 2 — $y_{21} = 16\%$; 3 — $y_{21} = 13\%$.

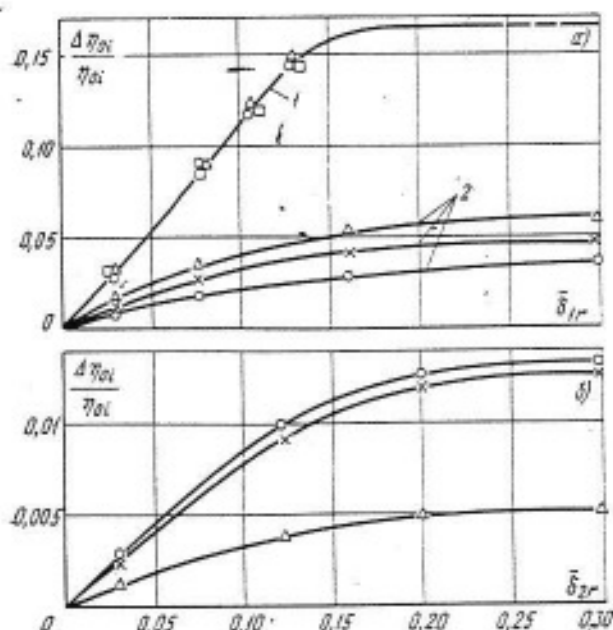


Рис. 6-24. Влияние радиального зазора на снижение к. п. д. сверхзвуковых ступеней. а — зазор над первым венцом $\delta_{1r} = \delta_{1r}/l_1$; б — зазор над вторым венцом $\delta_{2r} = \delta_{2r}/l_2$; 1 — одновенечная ступень; 2 — двухвенечная ступень; $\delta = 220$; $u/c_0 = 0,23$; — O — $y_{2t} = 9,6\%$; — X — $y_{2t} = 13\%$; — Δ — $y_{2t} = 23\%$.

действительной величины. Увеличение радиального зазора над первым венцом ступени скорости $\delta_{1r} = \delta_{1r}/l_1$ и над рабочим колесом одновенечной ступени приводит вначале к интенсивному, а потом замедляющемуся росту потерь энергии, причем рост конечной влажности вызывает более значительное падение к. п. д. Увеличение зазора над вторым рабочим венцом δ_{2r} , как этого и следовало ожидать, снижает экономичность ступеней меньше, чем увеличение радиального зазора первого венца (рис. 6-24, б). Рост конечной влажности приводит в этом случае к снижению потерь, что, по-видимому, объясняется появлением некоторой доли крупнодисперсной влаги, сепарирующейся в зазоре.

В рассматриваемых сверхзвуковых ступенях насыщенного пара часто применяется частичный подвод пара. В то же время публикации по влиянию парциальности на экономичность ступеней со сверленными осесимметричными соплами, работающими на насыщенном паре, практически отсутствуют. Ниже приводятся некоторые результаты испытаний сверхзвуковых ступеней,

полученные А. З. Павловским. Как видно на рис. 6-25, наиболее интенсивное снижение к. п. д. ступени происходит в диапазоне изменения степени парциальности от 0,25 до 1. Причем в двухвенечной ступени падение экономичности происходит с большей скоростью, чем в одновенечной, что связано с дополнительными потерями в направляющем аппарате и втором венце ступени скорости. В опытах обнаружено также уменьшение потерь от влажности в одновенечной ступени при введении парциального подвода пара (рис. 6-26). По-видимому, мелкодисперсная влага «ужесточает» сверхзвуковую струю, что уменьшает дополнительные потери на концах дуг подвода.

Для наглядности на рис. 6-25 приведены значения $\bar{\Delta} = f\left(\frac{1-e}{e}\right)$

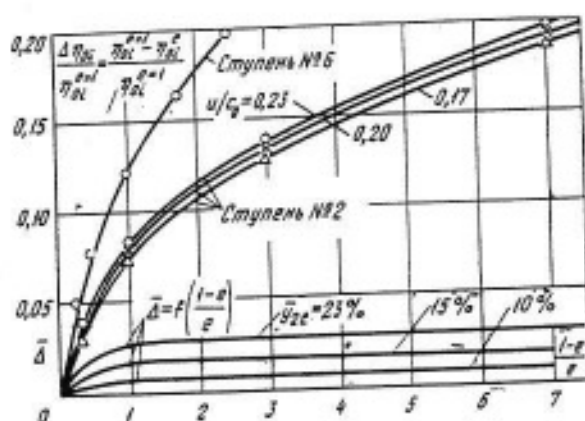


Рис. 6-25. Влияние парциального подвода пара e на снижение экономичности двухвенечной ступени № 6 (табл. 6-3) и одновенечной ступени № 2 (табл. 6-4) и зависимость относительного уменьшения потерь Δ от влажности при переходе к парциальному подводу пара. $\delta = 220$; $y_{2t} = 9,6\%$; $\delta_{1r} = 0,027$.

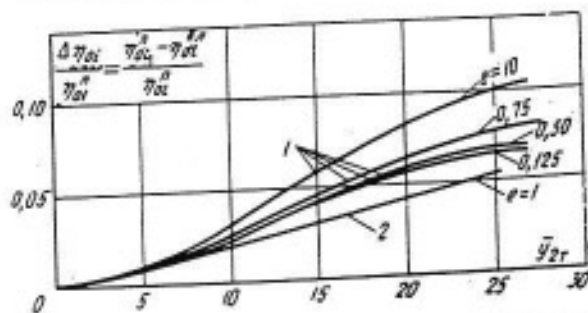


Рис. 6-26. Изменение экономичности сверхзвуковых ступеней в зависимости от конечной приведенной влажности y_{2t} и степени парциальности e . 1 — ступень № 2 (табл. 6-4); 2 — ступень № 6 (табл. 6-3).

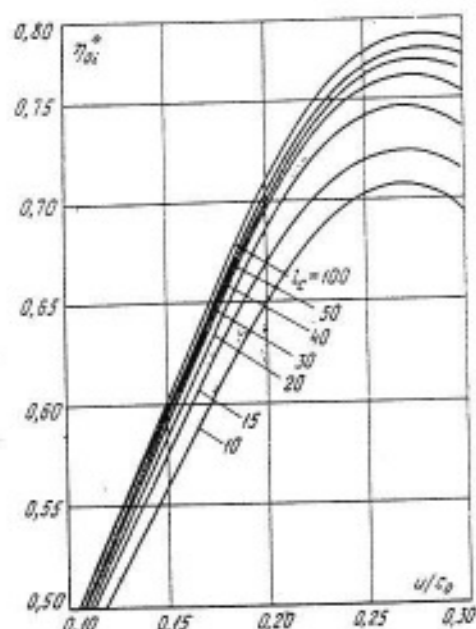


Рис. 6-27. Зависимость к. п. д. от u/c_0 и l_c для ступеней скорости ($\delta=100\div 400$, $e=1$, $\delta_{lr}=0,02$, $f\geq 10$).

(рис. 6-26), характеризующие уменьшение потерь от влажности при переходе к парциальному подводу. Как видно из графиков, влияние влажности на изменение (умень-

шение) потерь от парциальности оказывается довольно значительным и составляет при $e>0,5$ и $\bar{y}_{2t}>20\%$ около 3%.

Приведенные выше результаты исследований одно- и двухвенечных ступеней со сверленными соплами, рассчитанных на большие числа Маха $Ma>2,5$, дают возможность оценить влияние влажности $\bar{y}_{2t}$, отношения скоростей u/c_0 , радиального зазора δ_{lr} , степени парциальности e и других параметров на их экономичность.

В качестве исходных зависимостей к. п. д. от u/c_0 могут быть приняты обобщенные графики $\eta_{oi}^0 = f(u/c_0; l_c)$, представленные на рис. 6-27. Для определения внутреннего относительного к. п. д. ступени скорости η_{oi} при $\delta \approx 100\div 400$ из исходного к. п. д. η_{oi}^0 должны быть вычтены потери от влажности и трения диска и (при необходимости) учтено влияние парциальности e , радиального зазора δ_{lr} и других параметров.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ЭРОЗИЯ ЛОПАТОК В ТУРБИНАХ ВЛАЖНОГО ПАРА

7-1. ВОЗМОЖНЫЕ ВИДЫ ЭРОЗИИ ДЕТАЛЕЙ ПАРОВОЙ ТУРБИНЫ¹

Элементы проточных частей турбин насыщенного пара и особенно лопатки последних ступеней подвергаются непрерывному воздействию влажного пара и эродируют. Термин «эрозия» (от латинского слова *erosion* — разъедание) означает износ поверхности деталей машин и механизмов, возникающий вследствие комплексного воздействия внешних сил при контакте поверхности материала со средой, в которой она находится. В зависимости от того, какая среда является носителем этих сил, эрозию можно подразделить на несколько видов: коррозию, истирание твердыми частицами (абразивная эрозия), газовую, кавитационную, электрическую [Л. 113]. На схеме, данной на рис. 7-1, представлены основные виды эрозии (выделены те, которые могут иметь место в паровых турбинах). Схема наглядно иллюстрирует многообразие видов эрозии и показывает их взаимную связь.

Анализ специфических условий, в кото-

рых находятся отдельные элементы проточных частей паровых турбин, показывает, что наиболее характерными видами эрозии в паровых турбинах являются:

- 1) ударное воздействие капель;
- 2) кавитационная эрозия;
- 3) химическая и электрохимическая коррозия.

Следует особо подчеркнуть, что в натурных условиях все названные виды эрозии взаимосвязаны друг с другом и действуют одновременно. Попадание капли, движущейся с большой скоростью, на поверхность лопатки является причиной начала кавитации. Микроударное воздействие капли о поверхность металла изменяет его электрический потенциал в месте удара, что стимулирует электрохимическую коррозию в присутствии электролита. Образовавшееся в месте удара микронарушение рельефа поверхности (язва) «облегчает» образование «вихря» при растекании следующей капли, попавшей на это место, что в свою очередь способствует образованию новой кавитационной полости. Ее захлопывание вызывает кавитационную эрозию. Так, в упрощенном виде можно представить взаимовлияние и взаимосвязь указанных выше трех явлений (удар капли, возникновение кавитационной полости и изменение

¹ В написании гл. 7 принимал участие канд. техн. наук И. А. Шалобасов.

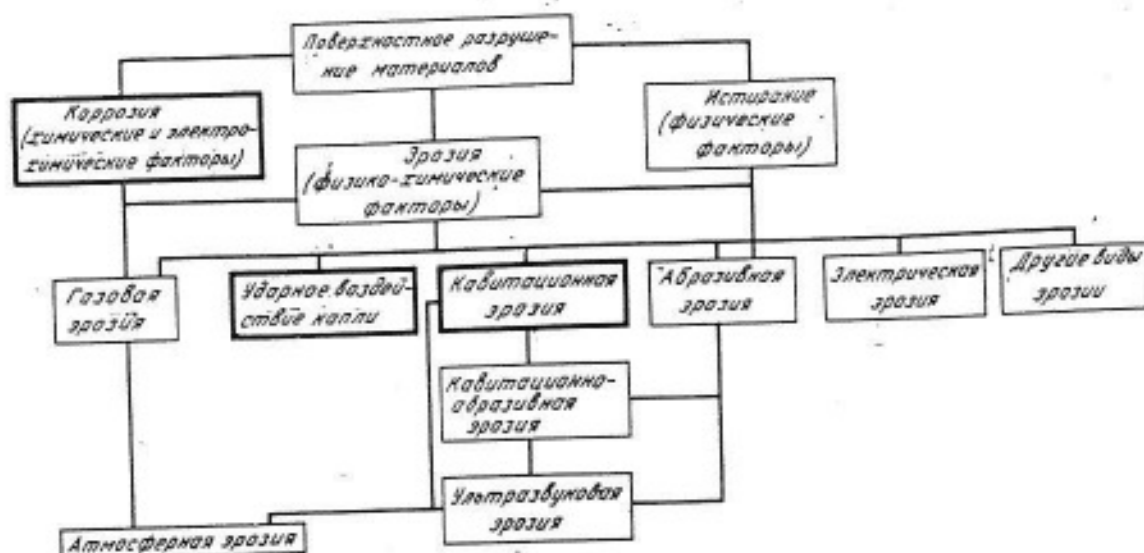


Рис. 7-1. Классификация видов эрозионного разрушения материалов.

электрического потенциала), вызывающих соответственно три вида эрозии.

При течении пара в проточной части турбины практически невозможно выделить какой-либо один вид эрозии. В зависимости от параметров среды (влажность и дисперсность пара, скорость рабочей среды, температура) и состояния поверхности металла в отдельных режимах и на различных участках проточной части турбины может преобладать тот или иной вид эрозии.

Ударное воздействие капель на поверхность металла. На основании экспериментальных исследований разрушения различных материалов при ударе одиночной капли было установлено, что при больших скоростях соударений весьма твердые материалы подвергаются пластической деформации. Так, например, водяная капля диаметром около 1 мм при скорости соударения 760 м/сек образует на поверхности алюминиевого образца лунку глубиной 2 мм и диаметром 3 мм [Л. 157]. Единичные капли, падающие на образец со скоростью до 1000 м/сек, деформируют даже такой твердый материал, как карбид урана. Это свидетельствует о том, что в месте удара капли должно возникать импульсное давление очень большой величины. Измерение давлений в месте падения капли представляет большие трудности, так как размер падающих частиц мал, а время взаимодействия капли с рабочей лопаткой равно 10^{-6} — 10^{-4} сек.

Недавно К. К. Шальневым и С. П. Козыревым была выдвинута релаксационная гипотеза механизма соударения малогабаритных объемов жидкости (капли, струя) с твердым телом [Л. 67]. Согласно этой гипотезе наличие пика давления (p) на осциллограмме $p(\tau)$, где τ — время соударения, а также малое время нарастания этого пика (τ_1) объясняются тем, что за период τ_1 капля (струя) упруго деформируется (происходит отрицательная релаксация), а за период τ_2 происходит падение напряжения от сил вязкости (положительная релаксация). Импульс давления согласно данной гипотезе будет зависеть от ряда

не учитываемых ранее физических свойств жидкости, таких, как сдвиговая вязкость, коэффициент вращательного трения молекул, константа Больцмана, объемная вязкость, скорость распространения звука и т. д. Таким образом, в первый момент удара капли как бы «отвердевает» вследствие релаксации и ведет себя как твердое тело. Этим объясняется значительный пик давления. Из релаксационной гипотезы вытекает важный вывод о том, что, меняя время релаксации жидкости, например, добавкой полимера, можно изменять величину импульсного давления в желательном направлении.

Приведенный выше анализ показывает, что явление удара капли о твердое тело пока изучено недостаточно. Многие в механизме ударного воздействия неясно, и требуются дополнительные исследования для уточнения действия ряда факторов на процесс эрозии лопатки при ударе капель (влияние размера капли, скорости соударения, угла падения, наличия пограничного слоя и пленки на поверхности и т. д.).

Образование кавитационных полостей при попадании капли на лопатку паровой турбины. Скоростная киносъемка процессов взаимодействия капли с поверхностью турбинной лопатки показывает, что капля, попадая на поверхность лопатки со скоростью ω_{12} , сначала сплющивается, а затем начинает растекаться. Предварительные стадии этого процесса показаны на рис. 3-3 (размер капли 300 мкм, скорость встречи капли с поверхностью 49 м/сек).

На образовавшийся при растекании капли жидкостный диск опирается еще не успевшая растечься часть капли, имеющая вид полусферы. Высота полусферы постепенно уменьшается, а диаметр диска растет. Очень важно отметить, что радиальная скорость растекания ω_r капли значительно превышает скорость соударения ω_{12} (в 3—8 раз, по данным [Л. 198], т. е. достигает нескольких сотен метров, а в отдельных случаях приближается к скорости звука). При таких больших скоростях дви-

жения жидкости по поверхности лопатки создаются чрезвычайно благоприятные условия для появления внутри растекающейся капли кавитационной полости. Кавитационная полость образуется вследствие разрыва сплошности движущейся жидкости, когда давление в какой-либо локальной точке внутри растекающейся капли станет меньше давления насыщенных паров p , при данной температуре. Образование такой полости и было зафиксировано Энгель при скоростной кинопосъемке удара капли о стекло [Л. 165].

Установлено, что кавитационная полость возникает в «слабой точке» — кавитационном зародыше. Такой слабой точкой может быть твердая микрочастица, микроскопический воздушный или паровой пузырек, находящиеся в капле. При растекании капли может пересекать препятствие — микротрещину либо микровыступ (когда поверхность металла начинает разрушаться, таким препятствием может оказаться макроскопическое нарушение сплошности поверхности, например, в виде раковины). Во всех этих случаях в зоне такого препятствия будет образовываться вихревая зона. Образование «вихря» увеличивает местные скорости в отдельных участках потока (там, где складываются векторы скоростей вращения «вихря» и растекания) и, следовательно, уменьшает локальное давление, что способствует образованию кавитационного пузыря. Видимо, именно наличием «слабых точек» и вихреобразованием можно объяснить тот факт, что кавитационные пузыри возникают в растекающейся по твердой поверхности капле даже при сравнительно небольшой скорости ее столкновения с поверхностью. Возможной причиной разрыва сплошности растекающейся капли можно считать также снижение давления из-за возникновения в капле отраженных волн разрежения. Образовавшаяся кавитационная полость радиально движется вместе с растекающейся каплей и, попадая в зону, где давление больше критической величины (давления насыщенного пара), сокращается в размере либо захлопывается полностью. Процесс образования и захлопывания кавитационной полости сопровождается комплексом взаимосвязанных гидромеханических, акустических, химических, электрохимических, тепловых и электрических явлений. Совокупность этих явлений при определенных условиях вызывает эрозию материала.

Механизм кавитационной эрозии является сложным, и до настоящего времени строгая теория этого явления не разработана. Существует более 40 гипотез, классификация и систематизация которых даны в работе [Л. 132]. В обобщенном виде, основываясь на современных представлениях о явлении кавитации [Л. 128, 134], можно дать следующее толкование механизма эрозии в зоне кавитации.

Материал в зоне захлопывания кавитационных полостей разрушается под действием комплекса взаимосвязанных факторов. При попадании кавитационной полости в область повышенного давления пар,

находящийся в пузырьке, конденсируется частично или полностью. Объем, образовавшийся при этом, практически мгновенно должен заполняться водой, окружающей полость, и вода устремляется в «пустоту» со скоростью 100—500 м/сек. В центре исчезнувшего пузырька частицы воды сталкиваются, это приводит к внезапному повышению давления. Такая картина будет иметь место, если пузырек захлопывается строго радиально, т. е. не меняя первоначальной формы шара. Однако опыты показали, что чаще всего кавитационная полость в процессе захлопывания меняет свою форму [Л. 67]. Это происходит за счет того, что пузырек прорывается высокоскоростными струями, образующимися при деформации сферической формы пузырька. Согласно теоретическим расчетам скорость струйки, ударяющей о поверхность твердого тела при прорыве пузырька, может достигать 1000 м/сек. В работах С. П. Козыревой и К. К. Шальнева показана возможность возникновения кумулятивного эффекта струи, прорывающей кавитационную полость. Эффектом кумуляции хорошо объясняется высокая скорость струи. Изнашивающее действие кумулятивных струй заключается в том, что они вырывают и уносят в поток частицы металла, предварительно ослабленного действием ряда факторов: вибрационного (обычно частота образования кавитационных пузырьков велика), термического (в точках захлопывания кавитационной полости локально повышается температура), электрохимического и даже химического. Нельзя не считать также с электрическими явлениями, имеющими место в зоне кавитации (искрообразование, излучение электромагнитных волн и т. д.), свидетельствующими о том, что на границе «кавитационная полость — жидкость» находится двойной электрический слой [Л. 133]. В поле резкого перепада давления при пульсации кавитационной полости могут возникнуть условия для электрического пробоя. О возможности такого эффекта свидетельствует полная идентичность поверхности образцов, разрушенных при помощи кавитации и электроискровым способом.

Роль электрохимического фактора в процессе эрозии. Конденсат, попадающий на лопатки и другие элементы паровой турбины, является слабым электролитом, а поэтому при определенных условиях возможно электрохимическое разрушение металла, имеющего контакт с конденсатом. Электропроводность конденсата и его химическая активность зависят от химического состава воды. Опыты показали [Л. 96], что наличие в воде химически активных веществ, в том числе газов, значительно влияет на эрозионную стойкость металлов, особенно в условиях «щелевого» потока.

Электрохимическая коррозия обусловлена образованием на поверхности металла макро- и микрокоррозионных элементов, т. е. участков с различным электрическим потенциалом [Л. 113]. Не разбирая детально особенностей такого сложного явления, каким является электрохимическая корро-

зия, отметим, что разные элементы турбины (лопатки, диск, корпус уплотнения, лопатки со стеллитовыми накладками и др.) имеют различный естественный электрический потенциал (для сравнения скажем, что потенциалы сталей Ст3 и 1Х18Н9Т в воде составляют соответственно -700 мВ и -200 мВ, т. е. потенциалы отличаются в 3,5 раза). Этим создаются благоприятные условия для коррозии на границе контакта двух разнородных металлов.

Учитывая высокую частоту образования и конденсации кавитационных пузырьков, можно сделать вывод о вероятном появлении больших мгновенных значений электрических потенциалов на поверхности металла в зоне кавитации, способных вызвать коррозию, в сотни и тысячи раз более интенсивную, чем при постоянном соприкосновении металла с электролитом.

В заключение следует отметить, что отличить коррозионные повреждения от эрозийных очень трудно, ибо, как показано выше, эти два процесса тесно связаны друг с другом и имеют близкую физико-химическую природу.

7-2. МЕХАНИЗМ ЭРОЗИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ ЛОПАТОК ПАРОВЫХ ТУРБИН

Анализ приведенных выше данных показывает, что эрозия лопаток паровых турбин — явление сложное и по своему характеру является комплексным, т. е. зависит от воздействия ряда факторов различной физической природы и их взаимного влияния друг на друга.

В зависимости от режима работы турбины и физических свойств рабочего тела — пара — может преобладать тот или иной вид эрозии. Поэтому для практических расчетов эрозийных разрушений лопаток важно установить функциональные зависимости скорости разрушения от величины импульсного давления p , частоты соударений, свойств материала и др.

Теоретический расчет импульсных давлений на лопатках паровых турбин при ударе одиночной капли рассматривался многими авторами [Л. 50, 94] и базировался, как правило, на уравнении гидравлического удара Н. Е. Жуковского. Величина импульсного давления по формуле, полученной Энгель [Л. 164], равна:

$$p = \frac{\alpha}{2} a_2 \rho_2 c_2^2, \quad (7-1)$$

где α — коэффициент, характеризующий «жесткость» капли; a_2 —

скорость звука в жидкости; c_2 — скорость соударения капли; ρ_2 — плотность жидкости.

По данным [Л. 94], коэффициент α зависит от скорости соударения, достигая единицы при $c_2 > 150$ м/сек (при $c_2 = 20$ м/сек $\alpha \approx 0,5$; при $c_2 = 80$ м/сек $\alpha \approx 0,8$). Таким образом, для расчета импульсных давлений при соударении крупных капель с вращающимися лопатками турбинных ступеней можно принимать $\alpha = 1$.

Следует отметить, что, предположив удар капли о поверхность неупругим, мы получим существенно меньшие значения условных напряжений. Так, в частности, Л. И. Дехтярев [Л. 50], предполагая, что наибольшее давление достигается в момент соприкосновения миделевого сечения капли с твердой поверхностью, и считая среднюю скорость за время соударения равной $c_2/2$, получил следующую зависимость:

$$p' = \frac{2}{3} \rho_2 c_2^2. \quad (7-2)$$

Разница в давлениях, определенных по формулам (7-1) и (7-2), особенно велика при малых скоростях c_2 . Равенство давлений получается при $c_2 = \frac{3}{4} a_2$ (при $c_2 = 600$ м/сек $p \approx 48$ кг/мм², а $p' = 25$ кг/мм²).

Определенный интерес представляет приведенная на рис. 7-2 зависимость отношения давлений, возникающих при захлопывании кавитационных пузырьков, к ударному давлению $p_k/p_{уд}$ от скорости соударения капли с лопаткой (в логарифмических координатах). Величина $p_{уд}$ рассчитывалась по формуле $p_{уд} = K \rho_2 a_2 c_2^2$ при переменных значениях K . Величина давлений, получаемых при захлопывании кавитационных пузырьков p_k определялась по формуле [Л. 94]

$$\frac{p_k}{p_0} = \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{R_0}{R} \right)^2} \times \sqrt{\left[\left(1 - \frac{p_{кп}}{p_0} \right) + \frac{3\sigma}{p_0 R_0} \right] \frac{E}{p_0}}. \quad (7-3)$$

Здесь p_0 — гидростатическое давление жидкости в капле, равное статическому давлению окружающей

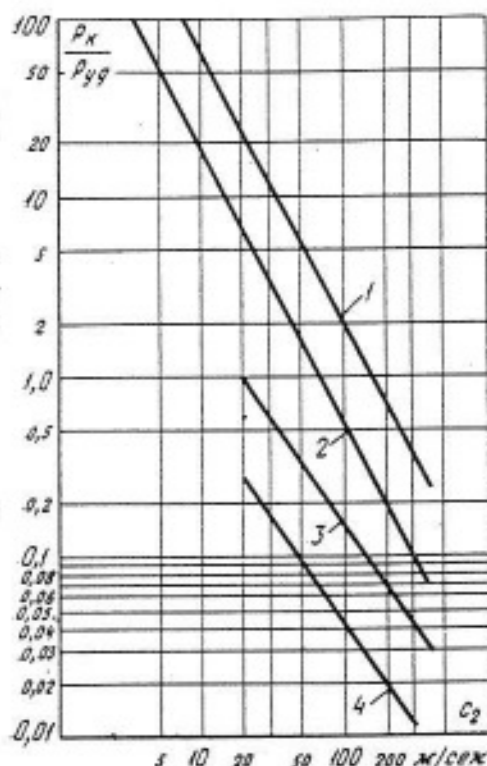


Рис. 7-2. Зависимость соотношения $p_k/p_{ст}$ от скорости соударения капли с твердой поверхностью.

1 — $R_0/R=3$; $K=4$; $p_0=1$ кгс/см²; 2 — $R_0/R=2$; $K=3$; $p_0=1$ кгс/см²; 3 — $R_0/R=3$; $K=4$; $p_0=0.05$ кгс/см²; 4 — $R_0/R=2$; $K=3$; $p_0=0.05$ кгс/см².

$$K = \frac{\alpha}{2} \left(\frac{1-\alpha/2}{1-\alpha} \right);$$

$$p_{ст} = K \rho_0 c_2^2.$$

среды; $p_{вп}$ — давление пара внутри кавитационного пузырька; σ — поверхностное натяжение жидкости; E — модуль объемной упругости (для воды $E=20.9 \cdot 10^6$ кгс/м²); R_0 , R — начальный и текущий радиусы кавитационного пузырька.

Результаты проведенных расчетов дают возможность в первом приближении (без учета электрохимических и ряда других факторов) определить области преобладания кавитационных процессов над ударными в явлениях эрозии лопаток. При скоростях пара, имеющих место в реальных турбинных ступенях, и в диапазоне давлений пара 0,05 — 1,0 кгс/см² механическое ударное воздействие капли, определенное по данной методике расчета, оказывается более значительным, чем кавитационное (кривые 3, 4 на рис. 7-2).

Так, если при давлении пара 1 кгс/см² и скорости соударения $c_2=100$ м/сек $p_k/p_{ст} \approx 1$, то уже при скорости соударения $c_2=300$ м/сек

давления от ударного воздействия капли почти на порядок превышают давления от захлопывающихся кавитационных каверн. Таким образом, для расчетов возникающих импульсивных давлений можно рекомендовать формулу (7-1). Подтверждением этого вывода могут служить экспериментальные исследования эрозионного разрушения алюминиевых образцов в двухфазном потоке мелкодисперсной жидкой фазой ($d_k < 10^{-7}$ м), возникшей в сопле Лавала в результате спонтанной конденсации (рис. 7-3 и 7-4, опыты КТЗ). Первичная крупнодисперсная влага перед соплом отсутствовала, а процесс расширения начинался из однофазной области состояний. Для обеспечения чистоты пара, поступающего от парогенератора, перед соплом устанавливались металлокерамические фильтры с ячейкой $2 \cdot 10^{-6}$ м. На рис. 7-3 представлена зависимость относительной потери веса клиновидного алюминиевого образца ΔG от расстояния l между срезом сопла и образцом (кривая 2). Число Маха за соплом составляло 2,5, а средняя дисперсность частиц жидкости $d \approx 7 \cdot 10^{-8}$ м. На рис. 7-3 приведены также результаты эрозионного износа плоского образца, установленного на разных расстояниях δ от кромки круглого стержня. При малых расстояниях δ влага, проходя скачок уплотнения, не успевает ис-

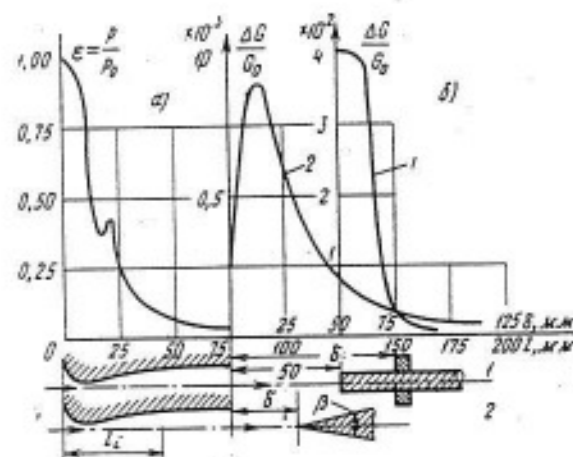


Рис. 7-3. Эрозионный износ алюминиевого образца, находящегося за осесимметричным сверхзвуковым соплом, при $t = \text{const}$.

а — распределение статического давления вдоль сопла; б — относительная потеря веса плоского (1) и клиновидного (2) образцов (δ — расстояние от среза сопла до образца).

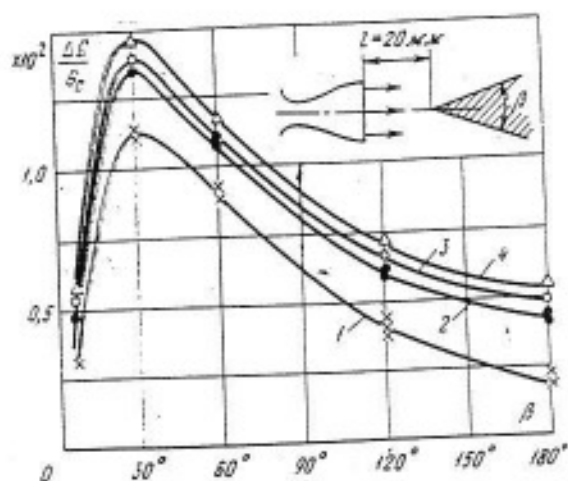


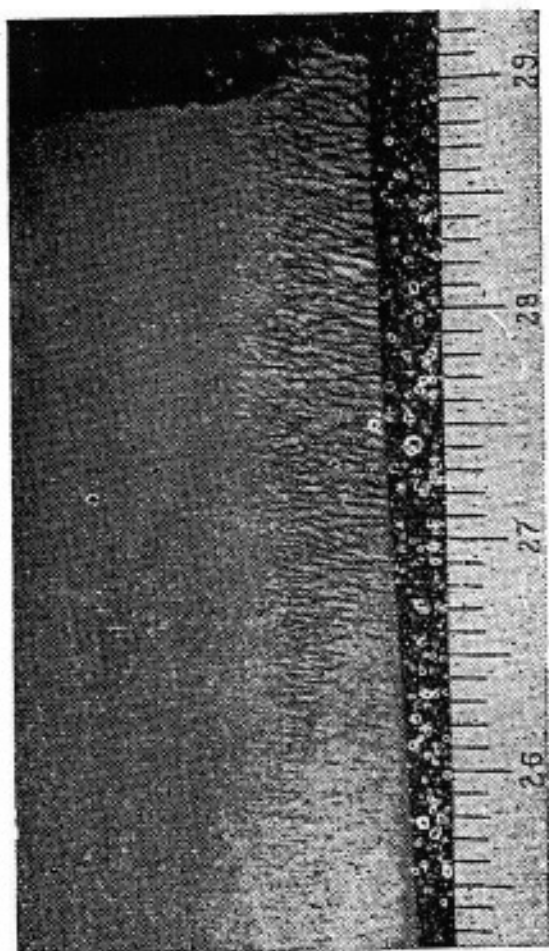
Рис. 7-4. Зависимость эрозионного износа клина от угла раскрытия β для различного времени воздействия двухфазного потока. 1 — $\tau=75$ ч; 2 — $\tau=120$ ч; 3 — $\tau=217$ ч; 4 — $\tau=250$ ч.

париться и вызывает существенный эрозионный износ. С ростом расстояния δ от скачка уплотнения до образца процесс эрозии резко снижается, что свидетельствует о практически полном испарении влаги. На рис. 7-4 показано влияние угла клина β на интенсивность эрозионного разрушения образца ΔG . Как видно на графиках, с ростом угла β в зоне их малых значений происходит рост интенсивности эрозии, в дальнейшем при $\beta > 35^\circ$ наблюдается уменьшение ΔG во всем диапазоне β до $\beta=180^\circ$ (плоская стенка). Такой характер $\Delta G=f(\beta)$ объясняется тем, что при малых углах β соударения капель с поверхностью происходят при малых углах контакта, а при больших β растет интенсивность скачка уплотнения и соответственно увеличивается доля испарившейся влаги. Указанные экспериментальные исследования, а также обнаруженный в сверхзвуковых ступенях с мелкодисперсной влагой ($d < 10^{-7}$ м) значительный эрозионный износ впервые показали возможность возникновения эрозии лопаток при наличии мелкодисперсной влаги. Кроме того, эти опыты дают основание считать одной из основных причин эрозии лопаток паровых турбин механическое воздействие капель, так как вероятность образования кавитационных каверн в мелких каплях мала из-за значительной роли сил поверхностного натяжения и сравнительно ма-

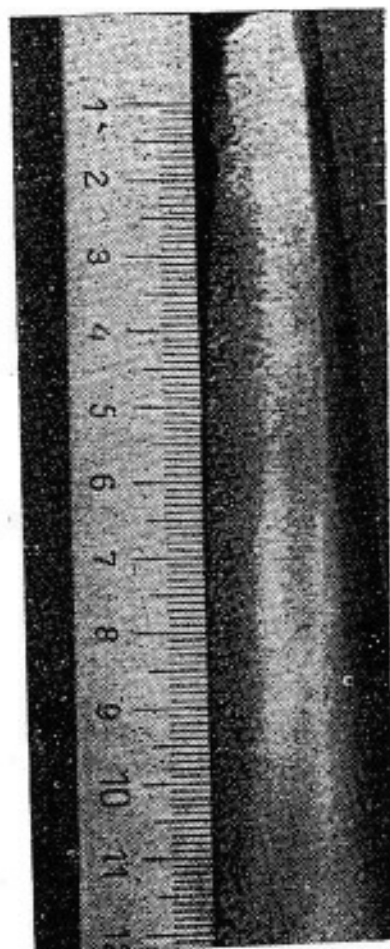
лых скоростей растекания капель в момент соударения с лопаткой.

В настоящее время процесс эрозии лопаток паровых турбин можно представить себе следующим образом. Быстролетящие капли, попадая на поверхность лопатки, оказывают на материал сильное механическое воздействие. В том случае, когда скорость и размер капли достаточны, чтобы вызвать пластическую деформацию металла, возникает немедленное повреждение поверхности лопатки. При пониженном ударном импульсе развивается усталостное разрушение поверхности лопаток. Непрерывная «бомбардировка» деталей турбины каплями вызывает усталостное разрушение наиболее «слабых» участков металла. К ним относятся дефектные кристаллы и дислокации, имеющие меньшую прочность в кристаллической решетке. Если полученное значение давления ниже предела усталостного разрушения данного материала, то вероятность его разрушения от ударного воздействия капель мала.

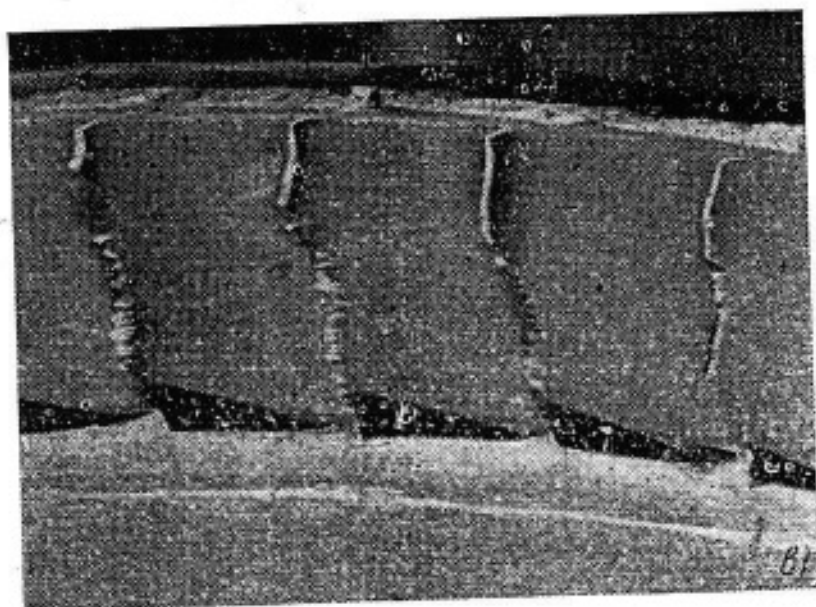
Развитие эрозионного разрушения, начавшееся с дислокацией, приводит к появлению лунок, которые продолжают развиваться в глубину, а перегородки между ними утончаются. Возникает характерная для ударно-эрозионного разрушения «иглообразная» структура поверхности металла (рис. 7-5). В этот период интенсивность эрозионного разрушения несколько снижается вследствие демпфирующего влияния жидкости или пара, находящихся во впадинах, и уменьшения площади контакта капли с металлом при попадании ее на остроконечный выступ. Дальнейшее развитие разрушения происходит за счет утончения и выкрашивания иглообразных выступов, а также за счет вовлечения в эрозию новых слоев металла. При малых скоростях соударения и значительных размерах капель более существенную роль в эрозии лопаток начинают, по-видимому, играть кавитационные процессы. Последовательные стадии разрушения оказываются аналогичными отмеченным выше.



а)



б)



в)

Рис. 7-5. Характер разрушения входных кромок рабочих лопаток турбинных ступеней.
 а — периферийная зона лопатки 17-й ступени турбины ПТ-25-90, материал — сталь 1Х13, $t=16\ 000$ ч, $u_{\text{пер}}=250$ м/сек, $l=285$ мм, влажность перед рабочей решеткой $y=4\%$; б — рабочая лопатка 18-й ступени той же турбины, сталь 1Х13, $t=16\ 000$ ч, $u_{\text{пер}}=320$ м/сек, $l=392$ мм, $y_1=6,5\%$, $p_1=0,4$ кгс/см², $Ma=1$; в — рабочая решетка одновечной турбины после 560 ч работы, материал лопаток — сталь 1Х13, $u=159$ м/сек, $l=28$ мм, $c_1=1\ 320$ м/сек, $y_1=11\%$.

Для создания количественных методов расчета интенсивности эрозии должна быть установлена зависимость скорости эрозии от весьма значительного числа параметров: скорости соударения, импульсного давления, частоты ударов капель, параметров окружающей среды, состояния поверхности и механических свойств металла, размера капель и угла их падения и др. Эти данные в полном объеме в настоящее время отсутствуют. Поэтому можно воспользоваться упрощенной зависимостью скорости эрозии от импульсного давления p и частоты ударов z :

$$M = k p z, \quad (7-4)$$

где k — коэффициент пропорциональности, зависящий от перечисленных выше параметров (в первую очередь от механических свойств и структуры металла).

В обоснование принятого закона изменения скорости эрозионного разрушения (7-4) приведем некоторые результаты экспериментального исследования эрозии образцов и лопаток турбин. Имеющиеся в литературе данные показывают, что в довольно широком диапазоне числа циклов z соударения капель с об-

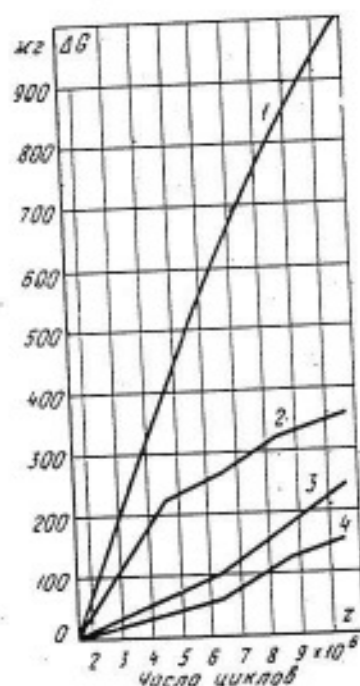


Рис. 7-6. Зависимость потерь веса образцов ΔG от числа циклов ударов капель z . 1 — сталь 15X12BMФ; 2 — напайка пластинок из стеллита; 3 — напайка пластинок из сплава Т5К10; 4 — напайка пластинок из сплава Т15К6.

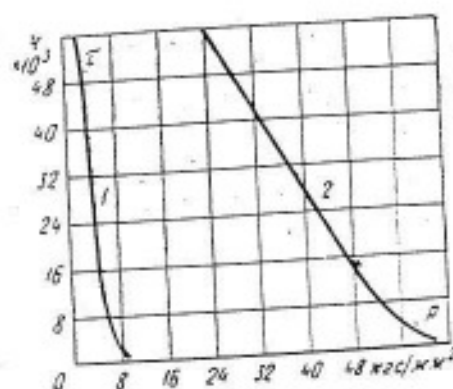


Рис. 7-7. Ориентировочный срок работы турбинных лопаток в зависимости от условного напряжения p . 1 — величина τ рассчитана по формуле Л. И. Дехтярева (7-2); 2 — величина τ рассчитана по уточненной формуле Энгеля (7-1).

разом зависимость потери веса ΔG от z подчиняется линейному закону. На рис. 7-6 показаны результаты испытаний образцов из нержавеющей лопаточной стали 15X12BMФ ($Gr \approx 13\%$, $Ni \approx 0,6\%$, $W = 1\%$, $Mo = 0,6\%$) с различными защитными пластинами из стеллита ($Gr \approx 26\%$, $W \approx 7,1\%$, $Co \approx 62\%$) и вольфрамтитанокобальтовых сплавов Т5К10 ($Co = 10\%$, $Ti = 5\%$, $W \approx 8,5\%$) и Т15К6 ($Co \approx 6\%$, $Ti \approx 15\%$, $W \approx 79\%$) при определенной скорости вращения образцов (440 м/сек), полученные на ХТГЗ М. Б. Явельским. Аналогичные результаты получены и при других скоростях соударения.

Более сложной и менее изученной является зависимость скорости эрозии от величины импульсного давления p . Обобщенные данные, полученные при эксплуатации турбин, позволили построить графики взаимосвязи между сроком службы лопаток и величиной импульсного давления падающих капель (рис. 7-7). Кривая 1 построена при определении давления по формуле Л. И. Дехтярева (7-2), а кривая 2 — по формуле (7-1). Срок службы τ определен на основании статистических данных по турбинам с лопатками из обычных нержавеющих сталей при конечной влажности 10—14%. Аналогичные зависимости даны Кржижановским [Л. 190]. Как видно на графиках (рис. 7-7), срок службы лопаток τ в широком диапазоне изменения импульсного давления

подчиняется линейному закону, что косвенно говорит о линейной зависимости скорости эрозии от p . Некоторые прямые измерения потери веса образцов в зависимости от скорости соударения капель также подтверждают сделанный вывод.

Следует, однако, отметить, что целенаправленные исследования влияния дисперсности жидкой фазы и скорости соударений на интенсивность эрозии отсутствуют. Поэтому гипотеза, положенная в основу формулы (7-4), является весьма приближенной и должна уточняться последующими исследованиями эрозии образцов и лопаток турбин.

7.3. ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ЭРОЗИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ

В современном энергомашиностроении общепризнанным методом повышения антиэрозионных качеств металла является стремление увеличить его твердость. Известен способ упрочнения лопаток турбин стеллитовыми накладками, применением для лопаток сталей с высокой твердостью, поверхностного упрочнения металла нанесением покрытий, увеличивающих поверхностную твердость, и др. Применение методов упрочнения наряду с повышением эрозионной стойкости лопаток имеет и ряд недостатков. Например, места крепления стеллитовых накладок разрушаются эрозией, и накладки выпадают. Кроме того, обна-

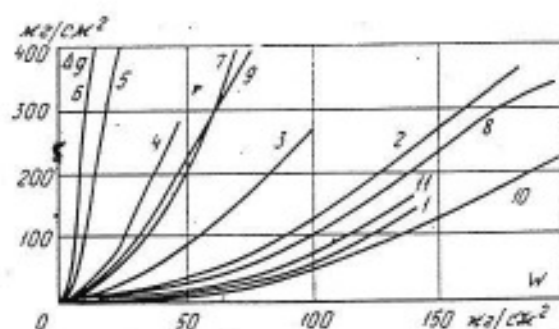


Рис. 7-8. Зависимость удельного износа образца от удельного расхода воды для различных материалов.

Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 7-1.

руживается резкое снижение предела усталости основного металла лопаток. Повышение поверхностной твердости металла нанесением твердых покрытий ухудшает вибрационные, аэродинамические и прочностные характеристики лопаток. Тем не менее экспериментальное подтверждение повышения эрозионной прочности лопаток при увеличении поверхностной твердости металла обеспечило развитие этого метода и внедрение его в производство. Действительно, в опытах наблюдается общая тенденция роста эрозионной стойкости металла при увеличении его твердости. На рис. 7-8 приведена зависимость скорости эрозионного разрушения образцов от удельного количества капель, попадающих на единицу поверхности различных сплавов, характеристики которых представлены в табл. 7-1. Опыты проводились при скорости соударе-

Номер образца	Способ получения	Термобработка	Состав			
			C	Co	Gr	W
1	Отливка	Отсутствует	2,4	Остальное	32,7	13,7
2	"	"	1,0	"	31,9	14,3
3	"	"	1,7	"	29,6	8,2
4	"	"	1,1	"	25,1	5,0
5	"	Закалка 1 250 °C	0,4	"	25,2	4,8
6	"	Отсутствует	0,2	"	29,5	—
7	Поковка	Закалка 1 230 °C	1,03	"	29,0	5,03
8	"	То же	1,72	"	29,5	4,96
9	"	"	0,71	"	30,5	7,20
10	"	"	1,18	"	30,3	9,02
11	"	"	1,6	"	31	4,5

ния капель с поверхностью металла, равной 311 м/сек, и среднем диаметре капель 600 мкм [Л. 213].

Результаты испытаний показывают, что образцы с большей твердостью имеют меньшую скорость эрозии. Это подтверждает правильность общей тенденции к снижению эрозии за счет повышения твердости металла лопаток. Однако рассматривая интенсивность эрозионного износа, можно видеть, что она не однозначно зависит от твердости образцов. Например, материал № 6 имеет твердость больше, чем материал № 5, на 50 единиц, а скорость износа его выше. Твердости материалов № 3 и 10 практически одинаковы, а скорости их износа существенно различны. Это говорит о том, что твердость образцов не является единственным критерием эрозионной прочности металла, и не всегда с ростом твердости происходит увеличение эрозионной стойкости.

Наряду с абсолютным значением твердости важным является метод, которым эта твердость достигнута. Опыты МАИ показали, что поверхностное упрочнение металла (повышение твердости созданием наклепа, т. е. остаточной деформации) уменьшает эрозионную стойкость образцов. Образцы литые, с большими внутренними напряжениями оказываются менее стойкими против эрозии, чем кованные.

Одновременно с твердостью металла большое влияние на эрозион-

ное разрушение оказывают пластические свойства. Образцы с высокими пластическими свойствами обладают хорошими антиэрозионными свойствами даже при малой твердости. Например, латунь, имея малую твердость и низкие прочностные свойства, обладает эрозионной стойкостью, практически такой же, что и стали марки 2Х13. Влияние пластичности металла на способность металла противостоять эрозии подтверждает предложенный механизм эрозионного разрушения (§ 7-2). Действительно, под ударами капель прежде всего разрушаются включения и «слабые» кристаллы. Развитие эрозии в начальный момент происходит в межкристаллических связях с последующим выкрашиванием кристаллов. Металл, обладающий хорошими пластическими свойствами, имеет включения малых размеров, равномерно распределенные между кристаллами. В таком материале кристаллы располагаются близко друг от друга, а силы сцепления кристаллов значительны. Для разрушения такого металла требуется значительно большая энергия, чем для металла с крупными скоплениями включений низкой прочности. Сплавы, не имеющие кристаллической решетки, противостоят эрозионному разрушению за счет поглощения энергии удара, которая переходит в энергию деформации материала. В этом случае пластичность также играет важную роль, так как пластичные материа-

Таблица 7-1

%				Твердость по Виккерсу	Предел прочности, кгс/мм ²	Предел усталости (при 10 ⁶ циклов), кгс/мм ²	Максимальное удлинение, %	Максимальная скорость эрозии, мг/(ч·см ²)
Fe	Si	Ni	Прочие компоненты					
0,7	0,4	0,4	—	568	61,8	26	—	2,6
0,9	0,4	0,1	—	552	96,0	57,8	—	3,4
1,7	0,6	0,8	—	509	89,4	41,7	—	4,0
2,5	1,3	0,2	—	407	91,2	44,8	—	8,3
0,8	0,8	0,9	—	296	68,0	30,9	—	28,6
0,4	0,8	0,3	5,6 Mo	345	82,7	37,1	—	47,1
1,2	0,62	0,65	0,62 Mn	455	111,0	—	7	—
0,42	0,61	0,65	0,66 Mn	480	110,5	—	2,5	—
0,48	0,97	0,60	0,66 Mn	430	111,0	—	6,0	—
0,38	0,19	0,55	0,55 Mn	506	113,3	—	2,0	—
—	—	—	—	520	—	—	—	—

лы имеют возможность большего поглощения энергии без разрушения. Поэтому рабочие лопатки турбин насыщенного пара с целью повышения их эрозионной стойкости должны выполняться из материалов, обладающих хорошими пластическими свойствами и высокой твердостью. Очевидно, не следует добиваться увеличения твердости за счет снижения пластичности материала. Структура лопаточных материалов должна быть мелкозернистой и не должна иметь резких перепадов микротвердости.

Металлографические исследования среза в плоскости, перпендикулярной оси образца, подтверждают этот вывод и показывают, что в результате длительного воздействия капель влаги на поверхность металла происходит образование микротрещин, направленных в глубь металла, что свидетельствует о на-

личии усталостных явлений в поверхностных слоях металла. Микропластическая деформация зерен металла сопровождается искажением кристаллической решетки, разрыхлением границ зерен и образованием «микропустот». Результаты металлографических исследований образцов до и после эрозионного воздействия капель влаги показывают, что при ударе капли о поверхность лопатки микродеформации распространяются в глубь металла на 0,1—0,2 мм. Зона микродеформаций определяет скорость эрозионного износа лопаток и зависит от размера, скорости и угла падения капли, а также от физических свойств металла.

Эрозионное разрушение лопаток вызывает также изменение прочностных характеристик металла. В первый период развития эрозии на поверхности лопаток образуется

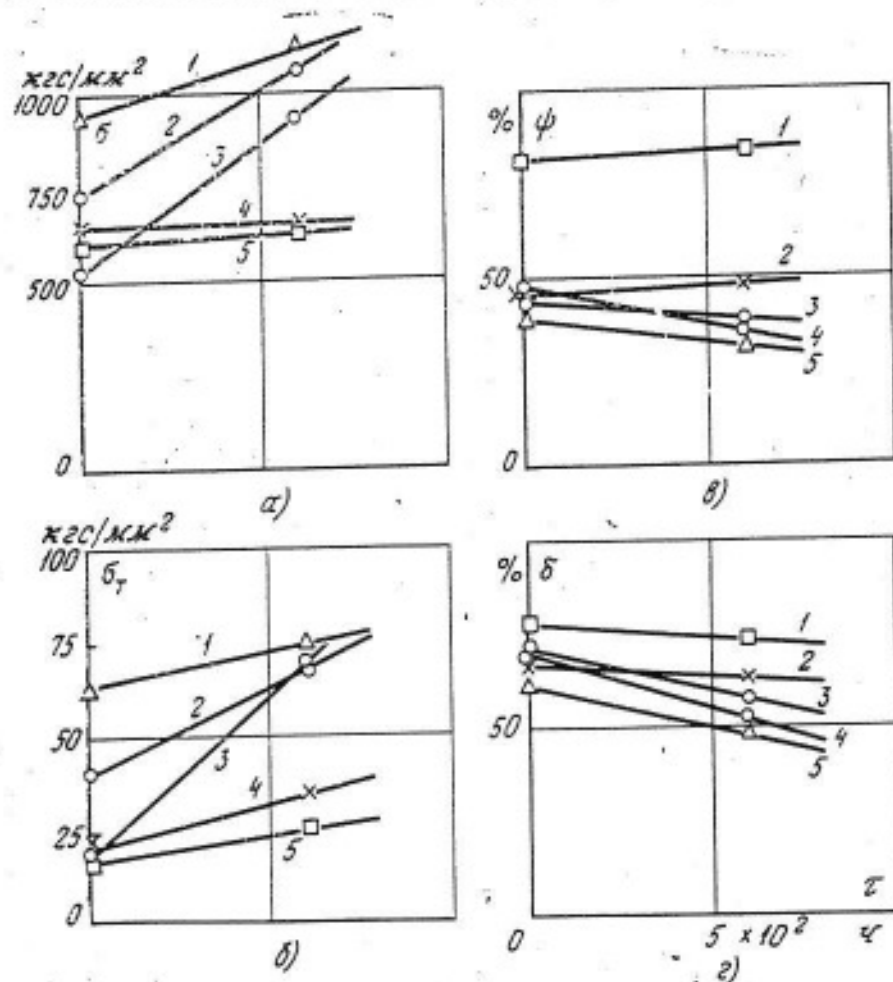


Рис. 7-9. Изменение прочностных и пластических характеристик металла в зависимости от времени воздействия капель влаги. а — предел прочности σ ; б — предел текучести σ_t ; в — относительное удлинение ϕ ; г — поперечное сужение δ ; 1 — сталь ЭП-428; 2 — сталь 2Х13; 3 — сталь 1Х13; 4 — сталь 3Х13; 5 — сталь 1Х18Н10Т.

наклеп, что повышает прочностные характеристики (рис. 7-9, а, б) и снижает пластические свойства металла лопатки (рис. 7-9, в, г). С образованием иглообразной формы поверхности металла влияние поверхностного наклепа на прочностные характеристики лопатки снижается и практически исчезает. Уменьшение пластичности вследствие наклепа и образование концентраторов напряжения при иглообразной структуре поверхности металла приводят к ухудшению его динамических характеристик (снижается ударная вязкость и вибрационная прочность).

Таким образом, процесс эрозии включает различные виды деформаций материала, определяется совокупностью механических свойств металла и в значительной степени влияет на прочностные характеристики лопаток турбин.

7.4. МЕТОДЫ БОРЬБЫ С ЭРОЗИЕЙ

Снижение надежности и экономичности, вызываемые эрозийным разрушением различных элементов турбин, работающих на влажном паре, вызывает необходимость применения различных методов защиты от эрозии:

а) уменьшения влажности пара с помощью специальных влагоулавливающих и сепарационных устройств;

б) применения материалов, имеющих высокую (в том числе коррозионную) стойкость с учетом всего комплекса факторов, действующих на материал в процессе его эрозии;

в) нанесения на основной материал лопаток специальных покрытий, имеющих повышенную эрозийную стойкость;

г) упрочнения поверхности лопаток или отдельных их участков;

д) совершенствования технологии изготовления лопаток и других элементов проточной части с целью сведения к минимуму возможности появления на их поверхности технологических дефектов;

е) рационального выбора конструктивных и газодинамических па-

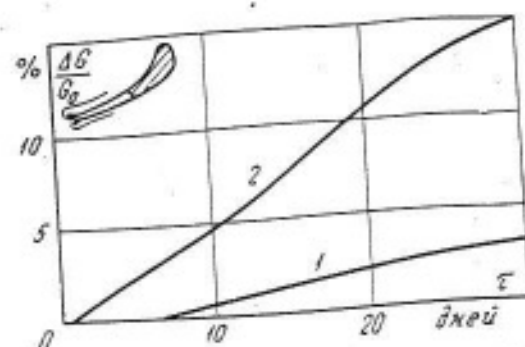


Рис. 7-10. Влияние кромочной сепарации на эрозионный износ образца, укрепленного на рабочей лопатке.
1 — отсос влаги включен; 2 — отсос выключен.

раметров при проектировании турбин;

ж) совершенствования качества эксплуатации турбин (улучшение химического состава питательной воды, выбор рациональной схемы и методики кислотной промывки энергооборудования, своевременный и качественный ремонт рабочих поверхностей в местах начальной эрозии и т. д.).

Эффективным средством снижения эрозии проточных частей турбин является сепарация влаги в проточных частях турбин (см. гл. 8). Например, на рис. 7-10 показано уменьшение эрозионного износа рабочей лопатки натурной турбины за счет отсоса крупнодисперсной влаги через щели выходных кромок сопл. Значительный эффект был достигнут на ХТГЗ после организации влагоудаления за сопловым аппаратом последней ступени турбины ВКТ-100.

Тем не менее самые совершенные сепарационные устройства, удачно спрофилированная проточная часть турбины и рациональный выбор ее параметров не позволяют полностью исключить эрозию лопаток. Свести эрозию к минимуму можно лишь при комплексном использовании всех указанных методов.

Наиболее распространенным методом поверхностного упрочнения материала лопаток является применение различных покрытий. Известны различные способы нанесения покрытий:

1) гальванические или электролитические покрытия тугоплавкими и эрозийно-стойкими металлами;

2) термодиффузионное насыщение поверхности лопатки металлами для образования слоев, хорошо сопротивляющихся эрозии;

3) осаждение тугоплавких металлов на поверхности лопатки методом испарения и конденсации;

4) металлизация (газопламенное напыление расплавленных металлов);

5) эмалирование поверхностей лопаток.

В качестве материалов для покрытий используются тугоплавкие металлы и сплавы (никель, хром, ниобий, молибден, вольфрам и др.), керамические материалы (бориды, нитриды, карбиды, оксиды и другие соединения), пластмассы на основе фенольных и эпоксидных смол, а также армированные пластинки. Иногда на лопатку электролитически наносятся керамические частицы. В этом случае в электролитическую ванну вводят мельчайшие частицы, которые осаждаются на катоде вместе с металлической основой. При повышенных значениях плотности тока наиболее хорошие результаты показывают покрытия из хрома с частицами борида циркония, борида тантала и окиси циркония.

Четырехслойное покрытие для турбинных лопаток с использованием электролитического метода осаждения разработано фирмой Джeneral Электрик. Вначале на лопатки электролитическим способом наносится хром (подслой), а затем никель (для улучшения электропроводности). После этого методом металлизации в пламени наносится сплав никель — кремний — бор в качестве подслоя для последующего хромоникелевого покрытия, наносимого электролитически. Последний слой имеет толщину 0,15 мм.

Широкое распространение имеют методы химико-термической обработки деталей. К ним в первую очередь относится термодиффузионное насыщение поверхности изделий, в частности азотирование. Наибольшую твердость, износостойкость и сопротивляемость эрозии имеют азотированные хромомолибденоалюминиевые стали. В последнее время

для повышения эрозионной стойкости азотированию подвергают изделия из хромистых и хромоникелевых сталей мартенситного, ферритного и аустенитного классов. Как правило, стали с высоким содержанием хрома (13—18%), а также коррозионно-стойкие хромоникелевые стали типа X18H9 перед азотированием подвергают специальной обработке, устраняющей поверхностные оксидные пленки, «сопротивляющиеся» диффузии азота в основной металл.

Помимо химико-термической обработки поверхностей для улучшения эрозионной стойкости металла применяются также методы металлизации. Как известно, металлизация распылением обычно производится следующим образом: струя сжатого газа (воздуха, азота, аргона, генераторного или какого-либо другого газа) направляется на плавящиеся в электрической дуге концы двух электродов из материала, который предполагается наносить на обрабатываемую поверхность. Под действием струи распыленной в дуге металл диспергируется на частицы размером 8—10 мкм, которые, попадая на поверхность изделий, образуют прочный и твердый защитный слой с хорошей износостойкостью. По механическим свойствам, составу и физическим характеристикам слой, полученный в результате газопламенного напыления, может весьма существенно отличаться от основного материала изделия. В качестве материала для напыления используются тугоплавкие металлы и сплавы, а также керамические материалы.

Для нанесения керамических покрытий обычно используются следующие методы: металлизация распылением, применение керамических растворов, слоевое поверхностное осаждение. Керамические покрытия обладают наибольшей устойчивостью против окисления при высоких температурах по сравнению со всеми известными сплавами. Одним из основных свойств, обеспечивающих керамическим материалам широкое применение в качестве покрытий, является их свойство прочно связывать основной металл с окислами,

вследствие чего металл уже не реагирует с окружающей средой. Лучшие результаты по эрозионной стойкости материалов наблюдаются при комбинированном использовании различных составляющих, например карбидов и окислов алюминия. Многие из известных в настоящее время керамических покрытий содержат 50—90% карбида титана, имеющего температуру плавления около 3100°C. В качестве скрепляющих веществ в металлокерамических покрытиях, помимо стеклянной массы, применяют такие металлы, как никель, кобальт и хром (в отдельности или в различных комбинациях). Повышенная прочность никель-кобальтовых и никель-хромовых сплавов при высоких температурах положительно сказывается на стойкости покрытий. Керамические покрытия наносятся на поверхность деталей в виде тонких слоев.

Результаты испытаний одного из таких металлокерамических покрытий, разработанного Институтом неорганической химии АН СССР, приведены на рис. 7-11, а в сопоставлении с результатами испытаний лопатки из того же основного материала без покрытий.

Испытания проводились на статической установке при скорости истечения пара $c_{\text{п}} \approx 1230$ м/сек и начальной влажности $y = 5\%$.

Модальный диаметр капель d_m составлял около 10 мкм. Исследуемое покрытие включает хром, никель, бор, кремний, бетонит и наносится на поверхность лопатки равномерным слоем толщиной 0,2—0,3 мкм. Для закрепления покрытия

лопатки ее обжигают в электровакуумной печи, в среде аргона или азота. После обжига покрытие проходит нормализацию для восстановления структуры основного металла лопатки.

Микроструктура покрытия кромки рабочей лопатки двухфазная, глубина слоя равномерна и равна 0,25—0,3 мкм. Диффузионное сцепление покрытия с основным металлом хорошее (рис. 7-11, б). В увеличенном масштабе структура покрытия М-1 показана на рис. 7-12. Измеренная микротвердость самого покрытия составляет 550—645 единиц по Бринеллю, а на границе покрытия с основным металлом (белая полоса на рис. 7-12, б) микротвердость достигает 845—985 единиц по Бринеллю. Одновременно в основном материале, прилегающем к покрытию, наблюдается переходная диффузионная зона с мелкими точечками карбидов и выделениями цепочек с твердостью 412 единиц. Материал лопатки — сталь ЭП-428 — имеет твердость 350 единиц по Бринеллю. Результаты испытаний свидетельствуют о достаточно высокой эрозионной стойкости такого покрытия, при этом технология нанесения

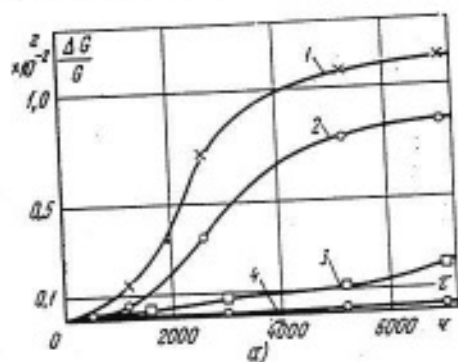


Рис. 7-11. Эрозионная стойкость различных материалов и покрытий.
а — эрозионный износ в зависимости от времени испытаний: 1 — сталь ЭП-428; 2 — сталь 2Х13; 3 — сталь с покрытием М-1; 4 — сталь с покрытием М-1 после шлифовки (увеличено в 100 раз).
б — структура острой кромки лопатки

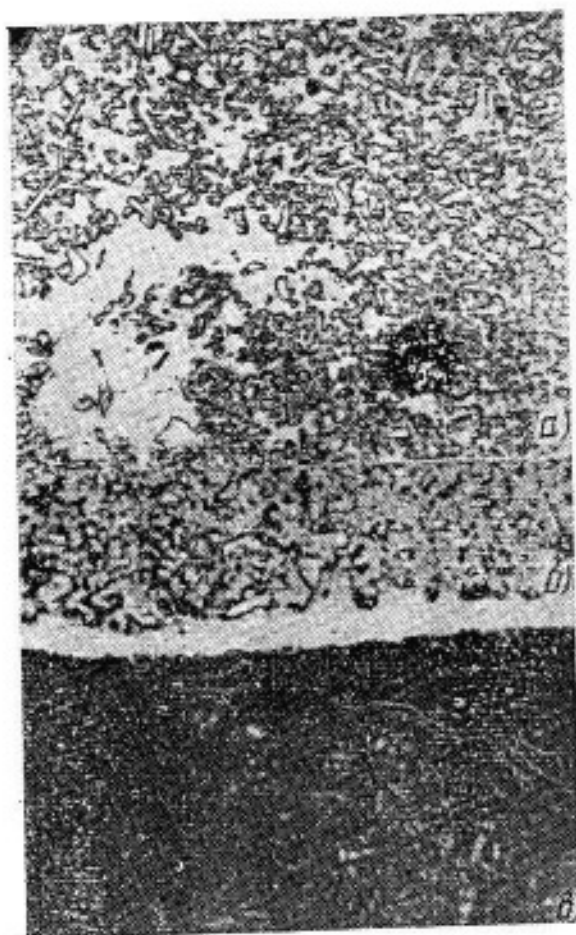


Рис. 7-12. Структура покрытия М-1 на входной кромке лопатки (увеличено в 500 раз). а — покрытие М-1; б — переходная зона; в — основной металл лопатки.

металлокерамических покрытий может обеспечить постоянство механических характеристик основного металла лопаток. Такие покрытия могут оказаться весьма перспективными.

Применительно к современным паровым турбинам известным способом борьбы с эрозией является электроискровое упрочнение металла. При этом методе на поверхность лопатки наносится металл электрода, расплавленный в электрической дуге. Поверхность лопатки после обработки имеет большую шероховатость и не подлежит шлифовке. В результате экономичность ступени снижается. Характерный вид рабочей лопатки, обработанной методом электроискрового упрочнения с нанесением покрытия ГК-12, приведен на рис. 7-13. Прочность сцепления покрытия с основным металлом и антиэрозионная стойкость лопатки

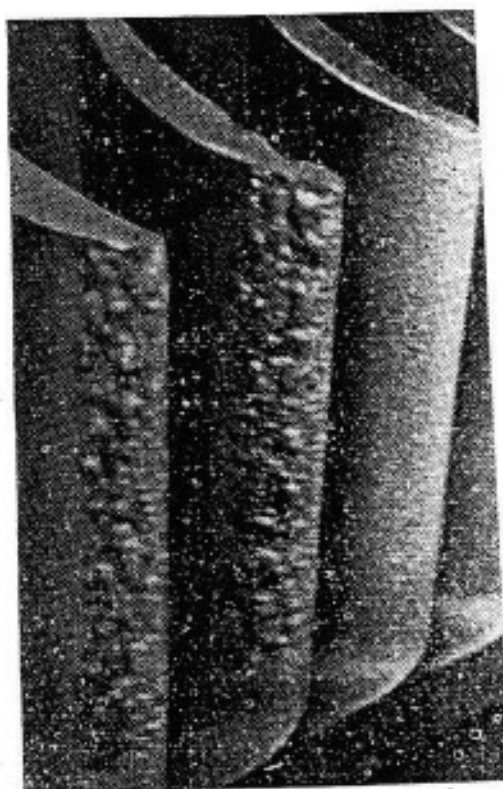


Рис. 7-13. Входные кромки рабочих лопаток после электроискрового упрочнения с нанесением покрытия ГК-12 (третья лопатка без покрытия).

зависят от технологии нанесения покрытия и могут быть достаточно высокими.

Кроме рассмотренных методов упрочнения лопаток турбин нанесением металлических и металлокерамических покрытий, известен способ упрочнения участков лопатки, наиболее подверженных эрозии, стеллитовыми накладками. Этот трудоемкий метод не всегда является рациональным, так как отличия в модулях упругости и коэффициентах линейного расширения стеллита и основного металла заставляют выполнять

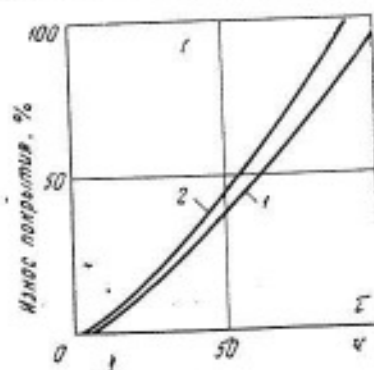


Рис. 7-14. Время разрушения эмалевых покрытий при ударе капель. 1 — покрытие Э-1; 2 — плотное покрытие Э-1.

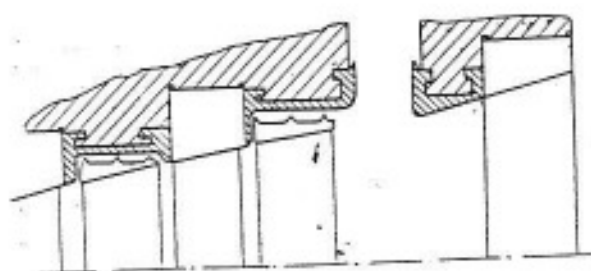


Рис. 7-15. Защита внутренней части корпуса турбины фирмы Сименс от эрозии вставками из стали 1Х13.

стеллитовые пластины малой длины (20—40 мм). Многочисленные стыки служат сильным концентратором напряжений. Для определения мест разрушения лопаток с целью установки стеллитовых пластин требуются статистические данные об эрозии проточной части турбин. Предварительный же анализ эрозии и прогнозирование не всегда оказываются удачными.

В газотурбостроении в последнее время нашли применение в качестве материалов для защиты лопаток от газовой эрозии и износа механическими частицами различные типы эмалей. Однако при каплеударном воздействии влаги в проточных частях паровых турбин развиваются высокие давления в местах контакта капли с поверхностью металла, что приводит к разрушению защитного покрытия. Следовательно, использование эмалевых покрытий для защиты лопаток паровых турбин от эрозии неэффективно. Результаты испытаний различных эмалевых покрытий на эрозионную стойкость приведены на рис. 7-14, где показано время полного разрушения эмалевых покрытий при каплеударном воздействии. Время разрушения эмалей чрезвычайно мало и не обеспечивает надежной работы лопаточного аппарата в условиях эрозионного износа.

В результате эксплуатации турбин АЭС, работающих на влажном паре, было отмечено, что в проточной части эрозионному разрушению подвергаются также диафрагмы и корпуса цилиндров. Поэтому практически все турбины насыщенного пара имеют стальные диафрагмы, а во внутреннюю часть корпусов турбины иногда встраиваются коль-

ца и проставки из эрозионно-стойкой стали (рис. 7-15).

С целью антиэрозионной защиты и повышения эффективности влагоудаления в ряде конструкций турбин находят применение влагозаборные канавки. Исследования, проведенные на ХТГЗ М. Б. Явельским, показали значительное снижение эрозии металла, покрытого пленкой влаги. На рис. 7-16, а показан образец после его испытания при наличии в канавках водяного потока. Разрушению подверглись лишь выступающие части (вершины) профиля, дно канавки осталось практически нетронутым при достижении числа циклов $60 \cdot 10^6$ (дно канавки на фотографии имеет вид белых гладких полос). Таким образом, наличие потока жидкости в канавке предохраняет последнюю от разрушения. Для подтверждения этого вывода был поставлен опыт с одной форсункой на ударно-водяном стен-

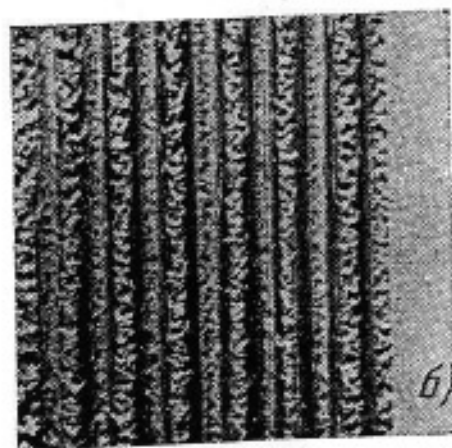
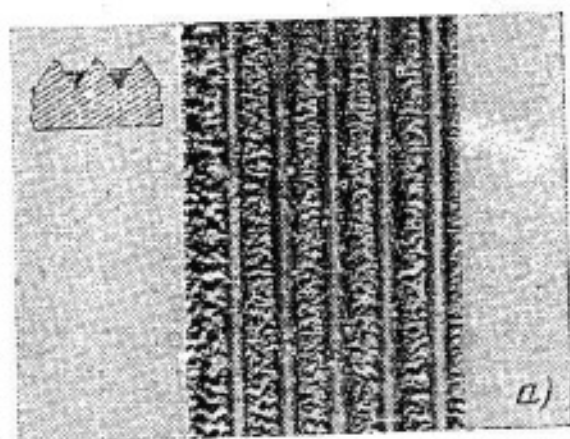


Рис. 7-16. Влияние пленок воды на эрозионную стойкость металла.
а — в канавках имеется пленка; б — образцы без защитной пленки.

де, причем за полный оборот образца происходил полный сброс пленки и разрушению подвергались как вершина, так и впадины канавок (рис. 7-16,б). Аналогичные результаты были получены и для канавок прямоугольного профиля. В связи с интенсивным разрушением выступающих частей канавок применение данного метода для антиэрозионной защиты лопаток турбин нецелесообразно. Однако его применение полезно для повышения эффективности влагоудаления из пространства над рабочими лопатками турбин. Рекомендуются следующие параметры канавок: ширина 1,5—2 мм, угол 60°, глубина 1,5—2 мм. Вершины канавок должны выполняться закругленными (радиус закругления 0,2—0,9 мм).

7-5. ВЛИЯНИЕ ЭРОЗИИ НА ВЕЛИЧИНУ ПРЕДЕЛЬНОЙ ВЛАЖНОСТИ ЗА ПОСЛЕДНЕЙ СТУПЕНЬЮ

Для практических расчетов предельных значений окружных скоростей периферийных сечений последних лопаток $u_{пр}$ при заданной конечной влажности $y_{2пр}$ (или предельной влажности при заданной скорости) различными заводами и фирмами используются зависимости, основан-

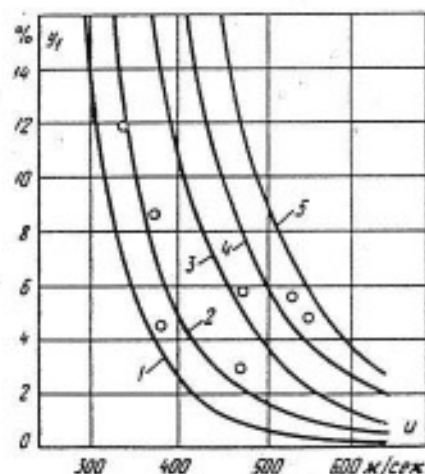


Рис. 7-17. Зависимость эрозионного разрушения рабочих лопаток турбин от окружной скорости и влажности при различных значениях коэффициента E :

$$E = \left(\frac{3,28u - 800}{1000} \right)^2 y_1^{0,8}.$$

1 — $E=0,5$; 2 — $E=1$; 3 — $E=2$; 4 — $E=3$; 5 — $E=4$;
О — данные об износе рабочих лопаток, полученные на различных натурных турбинах.

ные на обобщении материалов длительной эксплуатации турбин [Л. 174, 175, 195]. Очевидно, что величины предельных $y_{2пр}$ и $u_{пр}$ будут определяться типом антиэрозионной защиты лопаток, материалом и формой лопаток и методами внутритурбинной сепарации влаги, т. е. для разных заводов эти значения будут различными. Наиболее распространенная формула для расчета условной скорости эрозионного износа имеет вид:

$$E = Kyu^n, \quad (7-5)$$

где u — окружная скорость периферийных сечений лопаток; y — степень влажности пара (за ступенью или перед рабочими лопатками); K — коэффициент, учитывающий свойства металла лопаток или защитного слоя, геометрические размеры ступени, давление пара и другие факторы.

Для обеспечения определенного срока службы турбины число E не должно превосходить некоторой определенной величины, которую можно найти статистическим методом. Так, например, согласно [Л. 195]

$$E = \left(\frac{3,28u - 800}{1000} \right)^2 y_1^{0,8}, \quad (7-6)$$

где y_1 — влажность пара перед рабочими лопатками; u — окружная скорость на периферии рабочих лопаток, м/сек.

На рис. 7-17 приведены значения предельной влажности пара перед рабочей решеткой в зависимости от окружной скорости для различных E . Принимается, что при $E < 2$ (левее кривой 3) обеспечивается надежная долговечная работа турбины. В диапазоне $2 < E < 4$ должна иметь место незначительная эрозия, а при $E > 4$ работа турбины недопустима, поскольку возможно сильное эрозионное разрушение. На рис. 7-17 также показаны значения E (отмечены точками), полученные расчетом для различных действующих натурных турбин. Анализ установок, находящихся длительное время в эксплуатации, подтвердил справедливость принятых значений E , рассчитанных по формуле (7-6).

В формулу, предложенную в [Л. 174], для определения E введены еще следующие параметры: v_2 — удельный объем пара на выходе из ступени и c_{2a} — осевая составляющая скорости потока за ступенью; окружная скорость u входит в 4-й степени:

$$E = \frac{y_0}{\eta} \frac{c_{2a}}{200v_2} \left(\frac{u_{\text{пер}}}{100} \right)^4$$

или

$$E = \frac{y_0}{\eta} \frac{G}{200\Omega} \left(\frac{u_{\text{пер}}}{100} \right)^4, \quad (7-7)$$

где y_0 — степень влажности пара перед ступенью; $\eta = 0,8 + 1,0$ — коэффициент, учитывающий отвод влаги в предыдущих ступенях; $\Omega = \pi dl$ — выходная площадь; G — расход пара. Обычно в расчетах по формуле (7-7) принимается, что при $E < 1$ обеспечивается долговечная надежная работа турбины в течение 130 000 ч (15 лет). Если $E > 1$, то срок службы лопатки уменьшается пропорционально $1/E$.

Естественно, что приведенные выше зависимости для определения E являются лишь ориентировочными, так как они не учитывают ряда важных параметров: материала лопаток, геометрии проточных частей, режимных параметров и т. д., существенно влияющих на условия эрозионного разрушения.

Анализ многих турбин фирмы BBC, находящихся в эксплуатации и в стадии проектирования, показал, что с ростом окружных скоростей u коэффициент, характеризующий скорость эрозионного разрушения, уменьшается, что связано с ростом располагаемого теплоперепада, уменьшением y_1 и дисперсности жидкой фазы.

Рассмотрим приближенное решение задачи о скорости эрозионного разрушения турбинных лопаток. Количественно скорость эрозии можно характеризовать по-разному: по потере веса или объема металла лопатки за единицу времени на характерной стадии процесса эрозии; по суммарной глубине разрушений; по относительному уменьшению хорды лопатки и т. д. Учитывая, что потеря веса не остается постоянной во времени, будем понимать под отно-

сительной скоростью эрозионного разрушения осредненную во времени скорость M , равную потере объема материала за единицу времени, отнесенной к исходному объему материала. При известном времени всего периода эксплуатации турбины τ суммарный износ металла составит:

$$M = \int_0^{\tau} M d\tau. \quad (7-8)$$

Учитывая, что под M подразумевается осредненная величина, можно записать (7-8) в виде

$$M = \bar{M}\tau.$$

Используя рассмотренную выше гипотезу эрозии (§ 7-2), основанную на предположении об усталостном разрушении металла под действием многократного ударного воздействия капель и о линейной зависимости деформаций от давления, получаем:

$$M = k\Delta p z, \quad (7-9)$$

где k — константа, зависящая в основном от свойств материала лопаток или защитного слоя; Δp — локальное возрастание давления при ударе одиночной капли; z — частота соударения.

Представим входящие в формулу (7-9) величины через параметры двухфазного потока и размеры ступени. В соответствии с (7-1) импульсное давление равно:

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho_2 a_2 \omega_{12}. \quad (7-10)$$

Проекция относительной скорости капелек влаги ω_{12} на направление вращения равна (рис. 7-18):

$$\omega_{12u} = u - v c_{1u} = u \left(1 - v \frac{\cos \alpha_1 \sqrt{1-p}}{x_a} \right). \quad (7-11)$$

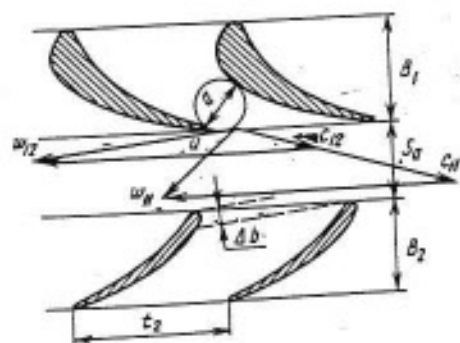


Рис. 7-18. Схема периферийного сечения ступени с длинными лопатками.

Здесь v — коэффициент скольжения фаз ($v = c_2/c_1$); x_a — отношение скоростей u/c_a ; u — периферийная окружная скорость лопаток; c_1 — скорость пара в периферийном сечении за сопловой решеткой ($c_1 =$

$= \sqrt{2h_0(1-\rho)} = \frac{u}{x_a} \sqrt{1-\rho}$); c_a — фиктивная скорость, соответствующая располагаемому теплоперепаду на ступень h_0 ; α_1 — угол выхода влаги за сопловой решеткой; ρ — степень реакции ступени у периферии.

Скорость w_{12} равна:

$$w_{12}^2 = c_1^2 v^2 + u^2 - 2c_1 v u \cos \alpha_1 =$$

$$= u^2 \left(1 + \frac{v^2 (1-\rho)}{x_a^2} - \frac{2v \sqrt{1-\rho} \cos \alpha_1}{x_a} \right). \quad (7-12)$$

Коэффициент скольжения v может быть рассчитан по приближенной формуле:

$$v = \frac{c_{12}}{c_{11}} = 15,5 \cdot 10^{-3} \sqrt{S} p_1 \times$$

$$\times \frac{u}{x_a} \sqrt{1-\rho}, \quad (7-13)$$

где S — расстояние вдоль вектора c_1 от выходных кромок сопел до входных кромок рабочей решетки; p_1 — давление в зазоре; u — окружная скорость (все в периферийном сечении).

В дальнейшем в формуле (7-13) вместо w_{12} будем использовать проекцию w_{12u} , что оправдано для крупнодисперсной влаги при сравнительно малых $v < 0,5$. Тогда

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho_2 a_2 u \times$$

$$\times \left[1 - 15,5 \cdot 10^{-3} \sqrt{S} p_1 (1 - \rho) \cos \alpha_1 \frac{u}{x_a} \right]. \quad (7-14)$$

Частота соударений равна отношению числа капель, находящихся в потоке в единицу времени, к числу капель, однократно выпавших на поверхность лопатки:

$$z = \frac{\dot{m}}{\rho_2} \frac{y_1 \lambda}{\frac{4}{3} \pi r^2} \frac{\Delta F}{\pi r^2}, \quad (7-15)$$

где $\dot{m}$ — расход двухфазной среды через сечение Δl ; y_1 — степень влаж-

ности пара перед рабочей решеткой; λ — доля крупнодисперсной влаги; r — средний размер капель крупнодисперсной влаги, определяемой по критическому числу $We_{кр} = 15$:

$$r = \frac{15 \sigma}{2 \rho_1 c_1^2} = \frac{15 \sigma x_a^2}{2 \rho_1 u^2 (1-\rho)};$$

ΔF — площадь поверхности рабочих лопаток, подверженной эрозии.

Учитывая, что влажность потока y_1 выражается через конечную влажность за ступенью y_2 как

$$y_1 = y_2 - \Delta y = y_2 - 0,1235 h_{02} =$$

$$= y_2 - 0,1475 \cdot 10^{-4} \rho \frac{u^2}{x_a^2}, \quad (7-16)$$

а расход

$$\dot{m} = a_m \Delta l \rho_1 c_1 = a_m \Delta l \rho_1 \frac{u}{x_a} \sqrt{1-\rho},$$

получаем:

$$z =$$

$$= \frac{a_m \rho^2 \sqrt{(1-\rho)^2} (y_2 - 14,75 \cdot 10^{-6} \rho u^2 / x_a^2) \lambda u^2}{6 \Delta b \rho_2 x_a^3}. \quad (7-17)$$

Здесь h_{02} — теплоперепад, срабатываемый в рабочей решетке. Приняв приближенно зависимость плотности насыщенного пара от давления в виде $\rho_1 = 0,65 \rho$, окончательно получим:

$$\dot{M} = k \frac{\rho_1^2 \sqrt{(1-\rho)^2} \lambda}{x_a^3} u^4 \times$$

$$\times \left(1 - \frac{k_1 \sqrt{S} p_1 (1-\rho)}{x_a^2} u \right) \times$$

$$\times \left(y_2 - \frac{k_2 \rho}{x_a^2} u^2 \right), \quad (7-18)$$

где ρ_1 — давление пара в зазоре; u — окружная скорость; S — ширина зазора; y_2 — конечная влажность пара; ρ — реактивность ступени у периферии; $x_a = u/c_a$ — отношение скоростей у периферии. Для принятых по системе СИ размерностей величин, входящих в формулу (7-18), значения коэффициентов равны: $k_1 = 1,46 \cdot 10^{-2}$; $k_2 = 0,147 \cdot 10^{-4}$;

$$k = k' \frac{a_m a_2}{4,7 \Delta b \sigma}$$

(k' — коэффициент, зависящий от свойств металла лопаток или защитного покрытия). Коэффициент

k может быть найден на основании статистической обработки материалов по длительной эксплуатации турбин, использующих различные методы защиты рабочих лопаток. Так, в частности, принимая критерий M равным единице и значение $\tau > 50\,000$ ч, получаем для лопаток, покрытых защитным слоем Т5К10, или лопаток из стали 1Х13, подвергнутых местной поверхностной закалке, $k = 0,30 \cdot 10^{-8}$. На рис. 7-19 показана зависимость предельной конечной влажности $y_{2пр}$ от окружной скорости периферийных сечений u при $k = 0,30 \cdot 10^{-8}$ (кривая 1). В расчетах приняты: $S = 0,27$ м; $\rho_1 = 0,117$ кгс/см²; $\rho = 0,65$; $x_a = u/c_a = 0,915$; $\lambda = 0,2$. Учитывая, что количество крупнодисперсной влаги λ с уменьшением u будет возрастать из-за уменьшения теплоперепада на последнюю ступень и из-за увеличения числа предыдущих ступеней, работающих в двухфазной области состояния, получаем уточненное значение $y'_{2пр}$ (кривая 2). Закон изменения доли крупнодисперсной влаги

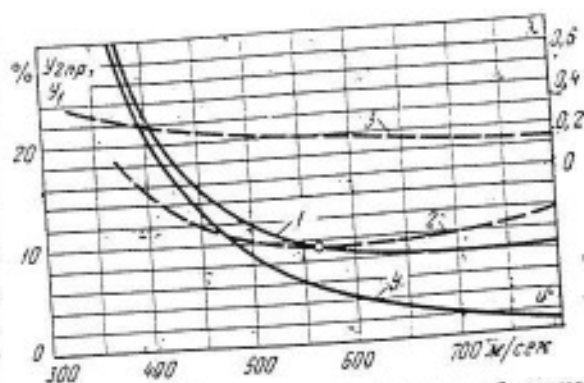


Рис. 7-19. Зависимость предельной конечной влажности за турбиной $y_{2пр}$ от окружной скорости вершин лопаток u . Расчет выполнен по формуле (7-18) при $\rho = 0,65$, $\rho_1 = 0,117$ кгс/см², $u/c_a = 0,915$, $S = 0,27$ м, $p_2 = 0,045$ кгс/см², $k = 0,30 \cdot 10^{-8}$, $k_1 = 1,46 \cdot 10^{-7}$, $k_2 = 0,147 \cdot 10^{-4}$; 1 — $y_{2пр} = f(u)$; 2 — $y'_{2пр} = f(u)$ при $\lambda = \text{var}$; 3 — $\lambda = f(u)$; 4 — $y_1 = f(u)$.

λ в зависимости от величины окружной скорости последней ступени u представлен на рис. 7-19 кривой 3, а изменение степени влажности перед рабочей решеткой y_1 — кривой 4. Такой характер роста λ с уменьшением u объясняется более ранним возникновением влаги в предыдущих ступенях и ее концентрацией в периферийных сечениях.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ СЕПАРАЦИЯ ВЛАГИ ИЗ ПРОТОЧНЫХ ЧАСТЕЙ ТУРБИН

Для уменьшения отрицательного воздействия влаги на экономичность ступеней и эрозионный износ проточных частей турбин используются различные методы: промежуточный перегрев пара, рациональный выбор конструктивных размеров ступеней и газодинамических параметров пара, оптимальная организация отборов пара на регенерацию, местное упрочнение поверхности наиболее подверженных эрозии участков лопаток и др. Одним из наиболее эффективных методов борьбы с отрицательным воздействием влаги является ее отвод из проточной части турбины.

Сепарационные камеры в большинстве случаев располагают непосредственно за ступенью [Л. 7, 8, 45, 63, 173, 192]. В некоторых конструкциях вход во влагоулавливающее устройство перемещают в зону над ра-

бочими лопатками, т. е. частично открывают выходные кромки лопаток [Л. 63, 70]. Следует отметить, что указанные схемы позволяют уменьшить количество влаги, попадающей в последующие ступени, в то время как в самой сепарирующей ступени расход влаги не изменяется. Поэтому представляют интерес устройства, позволяющие отводить влагу непосредственно перед рабочей лопаткой. С этой целью влагоотводящие каналы сепараторов располагают в зазоре между диафрагмой и рабочим колесом.

Заслуживают также внимания методы удаления влаги с помощью ее внутриканальной сепарации в сопловых решетках [Л. 138, 143, 214]. Выполняя лопатки полыми с отверстиями для отвода влаги, удастся существенно уменьшить влажность потока перед рабочим колесом и

снизить вредное влияние влаги как в данной, так и в последующих ступенях.

В турбинах атомных и геотермических электростанций влага выпадает уже в первых ступенях, здесь используют выносные сепараторы. Правда, их применение усложняет конструкцию турбин и увеличивает габариты установок. Изыскиваются возможности осуществить эффективную сепарацию и внутри турбины, не прибегая к выносным сепараторам. С этой целью разрабатываются специальные ступени-сепараторы, позволяющие при пониженных значениях к. п. д. существенно увеличить количество отведенной влаги [Л. 42].

Эффективность сепарации влаги из проточной части турбинной ступени, работающей в области влажного пара, характеризуется коэффициентом ψ , равным отношению количества отведенной в сепаратор жидкости m_c ко всему расходу влаги через ступень m_2 :

$$\psi = \frac{m_c}{m_2} = \frac{\alpha}{y_0}, \quad (8-1)$$

где $y_0 = m_2/m$ — степень влажности пара перед ступенью; $\alpha = m_c/m = \psi y_0$ — отношение расхода m_c ко всему расходу пароводяной смеси через ступень m .

Важно отметить, что сам по себе коэффициент ψ не характеризует структурного состава отведенной влаги. Хорошо известно, что в сепарационные устройства отводится наиболее крупнодисперсная влага, которая соприкасается с поверхностями сопловых и рабочих решеток и особенно неблагоприятно воздействует на проточную часть турбины. Поэтому сам коэффициент ψ существенно зависит от дисперсности влаги. Тем не менее можно показать, что с ростом ψ экономичность установки будет повышаться. Действительно, если мощность турбинных ступеней, работающих в зоне влажного пара, $N_i = m H_0 \eta_{oi}$, то при отводе части влаги мощность равна $N'_i = m' H'_0 \eta'_{oi}$. Принимая приближенно, что $\eta'_{oi} = (1 + \alpha) \eta_{oi}$ (как следует из гл. 7, наличие 1% крупнодисперсной

влаги приводит к снижению к. п. д. ступени при оптимальных u/c_0 приблизительно на 1%), а также учитывая соотношения $m = (1 + \alpha) m'$ и $H'_0 \approx (1 + \alpha) H_0$, получаем: $N'_i/N_i = 1 + \alpha$. Экспериментальные исследования натуральных и экспериментальных турбин подтверждает этот вывод.

8-1. ИССЛЕДОВАНИЕ СЕПАРИРУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ТУРБИННОГО РАБОЧЕГО КОЛЕСА С ПЛАСТИНАМИ

Одной из важных задач проектирования ступеней турбин, работающих на влажном паре, является правильная и наиболее эффективная организация сепарации влаги при минимальных потерях энергии. Для этого необходимо создать надежную методику расчета. Если учесть сложность процессов, происходящих при движении двухфазной среды в турбинной ступени, то представляется целесообразным проанализировать результаты испытаний простейших моделей турбинных ступеней, рабочие лопатки которых выполнены в виде пластин. Эти исследования позволили установить влияние центробежных и кориолисовых сил, действующих на пленку жидкости на поверхности лопаток (при различных углах установки пластин β), выявить влияние геометрического угла входа рабочих лопаток и относительного шага на эффективность сепарации и на этой основе определить экспериментальные коэффициенты для приближенных теоретических расчетов.

Эскиз турбинной ступени с ее основными размерами представлен на рис. 8-1. Угол установки пластин β в опытах менялся в диапазоне от 45 до 135°. Исследования проводились при трех относительных шагах $\bar{t} = t/b$ (0,4; 0,7 и 1,0) в широком диапазоне изменения режимных параметров ($\epsilon = 0,8 \div 0,95$; $y_0 = 0 \div 15\%$; $u/c_0 = 0 \div 0,7$) и при изменении абсолютных окружных скоростей лопаток среднего диаметра от 0 до 180 м/сек. Дисперсность влаги на входе d_m составляла $(30 \div 60) \times 10^{-6}$ м. На экспериментальной турбине ЭТ-4 МЭИ исследовалась сепарация

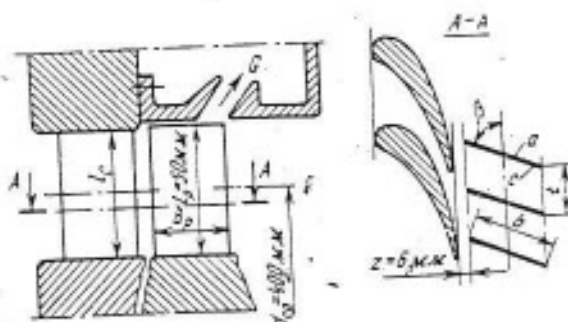


Рис. 8-1. Схема турбинной ступени с рабочей решеткой из пластин.
 $d/l=8$; $d_{cp}=400$ мм; $l_p=50$ мм; $B_p=30$ мм; $z=6$ мм; $\alpha=12^\circ 30'$.

рация влаги из пространства над рабочим колесом при различных положениях влагоотводящего канала (рис. 8-2, а). При угле установки пластины $\beta=135^\circ$, что соответствует периферийным сечениям длинных лопаток последних ступеней турбин, коэффициент сепарации ψ уменьшается с ростом u/c_0 во всем диапазоне исследованных относительных скоростей (рис. 8-2, б). Полученные результаты согласуются с данными испытаний длинных закрученных лопаток [Л. 63, 65]. Уменьшение коэффициента сепарации ψ с ростом u/c_0 объясняется прежде всего тем, что при этом увеличивается угол входа влаги на лопатки β_1 и уменьшается количество оседающей на поверхности лопатки жидкости. Увеличение β_1 зависит в свою очередь от относительной скорости u/c_0 , чисел Ma и Re . Снижение сепарирующей способности вызвано также увеличением дробления соударяющихся с поверхностью лопатки капель и возвращением их обратно в поток пара. Названные процессы в значительной степени определяют критериями устойчивости, в которые скорость входит в квадрате. Общий низкий уровень коэффициента сепарации вызван также тем, что направления кориолисовой силы и потока пара совпадают. Это уменьшает сброс влаги к периферийной части лопаток.

При меньших углах установки лопаток наблюдается иная картина зависимости коэффициента ψ от u/c_0 . Так, при $\beta=45^\circ$, что соответствует входным кромкам лопаток активных ступеней, с ростом u/c_0 до

определенных пределов наблюдается увеличение ψ . Это согласуется с опытными данными, полученными на активных турбинных ступенях небольшой верности [Л. 45].

Наблюдающийся минимум коэффициента сепарации (рис. 8-2, в, кривая 1) объясняется проскальзыванием основной доли влаги через каналы рабочих лопаток. Эффект проскальзывания влаги дает возможность определить коэффициент $\psi = c_2/c_1$. По данным опыта при $\varepsilon=0,9$ коэффициент ψ получается равным примерно 0,3—0,4. Дальнейший рост u/c_0 приводит к тому, что на поверхности с пластины (см. рис. 8-1) с ростом u/c_0 выпадает все увеличивающееся количество влаги. Под действием кориолисовых сил эта влага отбрасывается к входной кромке, а под действием центробежных сил — к верхним сечениям лопаток.

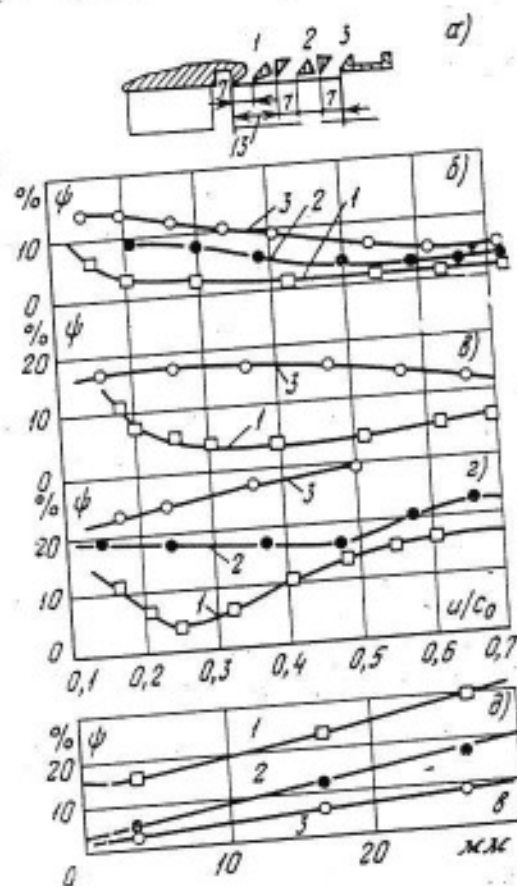


Рис. 8-2. Изменение коэффициента сепарации ψ в зависимости от u/c_0 при различных положениях влагоулавливающей камеры и угла установки пластины.

а — схема входного канала влагоулавливающей камеры; б — $\beta=135^\circ$; в — $\beta=90^\circ$; г — $\beta=45^\circ$ (номер кривых соответствуют положению входного канала влагоулавливающей камеры); д — изменение сепарирующей способности пластины по торцевой кромке при $u/c_0=0,5$ ($\varepsilon=0,9$; $t=0,7$; $y=5\%$).

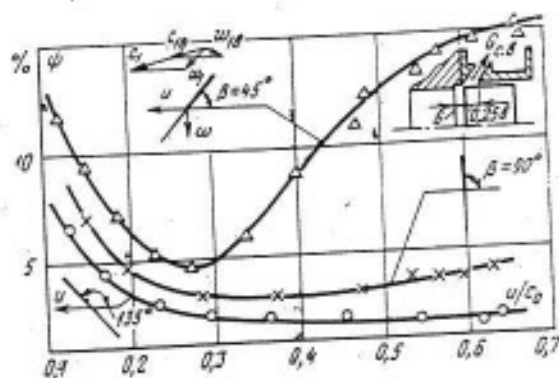


Рис. 8-3. Сепарирующая способность входной кромки пластины при различных углах ее установки β .

$\epsilon = 0,9$; $T = 0,7$; $y_0 = 8\%$.

Коэффициент сепарации ψ в этом случае увеличивается, однако рост окружных скоростей приводит к более интенсивному дроблению капель, к отрыву пленок с входных кромок и соответственно к дополнительному уносу капель паровым потоком. Эти факторы уменьшают рост коэффициента сепарации, а при значительных u/c_0 приводят к существенному падению ψ . Смещение минимума коэффициента ψ в зону больших u/c_0 показано на рис. 8-3. Для стационарной камеры, расположенной над входными кромками пластин, $\psi_{\min}$ с ростом угла установки β от 45° до 135° смещается от $u/c_0 \approx 0,27$ до $u/c_0 \approx 0,5 \div 0,6$. Опыты позволили определить влияние положения камеры отвода влаги над рабочим колесом на величину ψ (рис. 8-2, б). Поскольку исследования проводились только при открытии одного из влагоотводящих каналов (1—3 на рис. 8-2, а), рост коэффициента ψ к выходной кромке можно объяснить не только увеличением сброса влаги к выходному сечению лопатки, но и удалением капель, сброшенных в предыдущих сечениях.

На рис. 8-4 представлены результаты исследований ступени при трех значениях относительного шага пластин ϵ . Как видно на графиках, с уменьшением шага и угла установки коэффициент сепарации растет во всем диапазоне относительных скоростей u/c_0 . Это также подтверждается графиками на рис. 8-5, а, построенными для постоянных значений $y_0 = 5\%$, $u/c_0 = 0,3$ и $\epsilon = 0,9$.

Существенное влияние на эффективность влагоудаления оказывает число Рейнольдса. На рис. 8-5, б представлены графики изменения ψ в зависимости от Re для трех значений относительного шага ϵ . С ростом числа Re , подсчитанного по хорде сопловой решетки и параметрам пара в зазоре, коэффициент ψ уменьшается, что связано с более интенсивным уносом частиц влаги из проточной части ступени и изменением режима течения пленок на поверхностях сопловых и рабочих лопаток. Следует отметить, что с ростом Re уменьшается не только абсолютное значение ψ , но и характер изменения ψ в зависимости от u/c_0 .

Экспериментальные данные позволили определить влияние начальной влажности y_0 на сепарирующую способность рабочего колеса (рис. 8-5, в). При малых значениях y_0 эффективность влагоудаления из пространства над рабочим колесом низка. Это объясняется малой толщиной пленки на поверхности

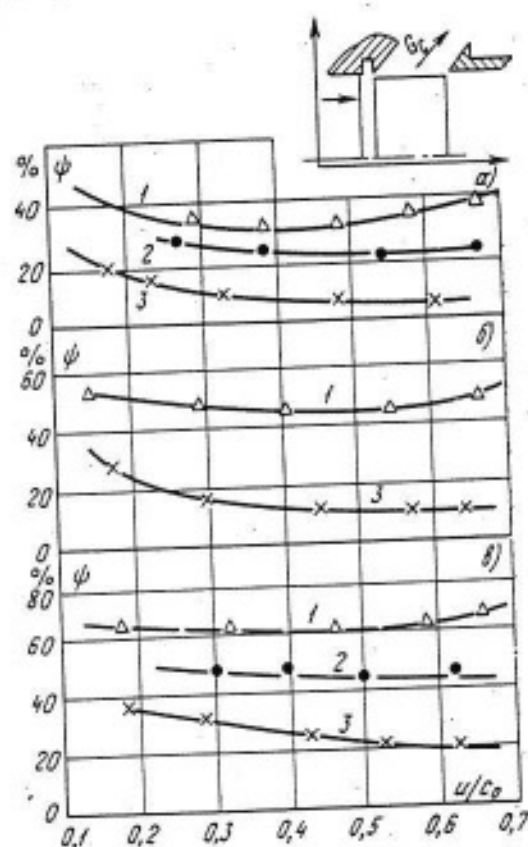


Рис. 8-4. Изменение сепарирующей способности рабочего колеса с пластинами при различных углах β в зависимости от u/c_0 .
а — $T = 1,0$; б — $T = 0,7$; в — $T = 0,4$; 1 — $\beta = 45^\circ$;
2 — $\beta = 90^\circ$; 3 — $\beta = 135^\circ$; $\epsilon = 0,9$; $y_0 = 7\%$.

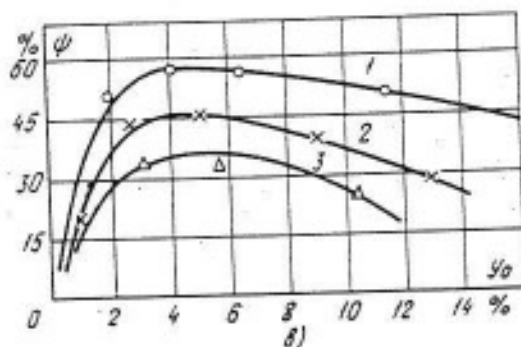
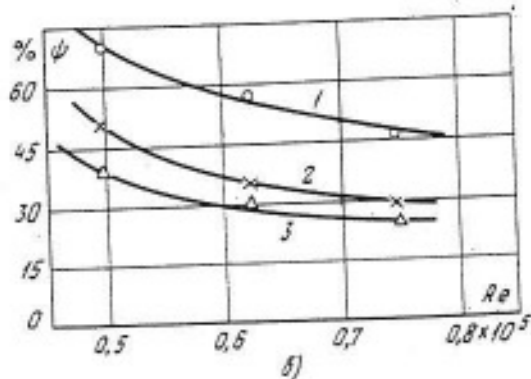
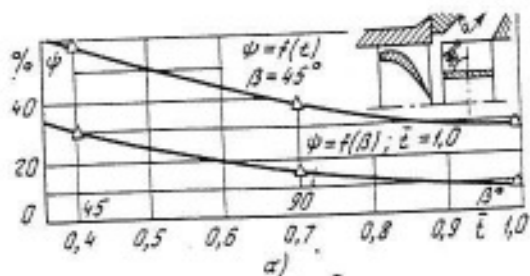


Рис. 8-5. Зависимость коэффициента сепарации ψ от геометрических и режимных параметров турбинной ступени.

а — влияние относительного шага $\bar{t}$ и угла установки пластин на коэффициент сепарации при $y_0 = 5\%$ и $u/c_0 = 0,3$; б — $\psi = f(Re)$ при $y_0 = 5\%$ и $\bar{t} = const$; в — влияние начальной влажности на сепарирующую способность рабочего колеса; 1 — $\bar{t} = 0,4$; 2 — $\bar{t} = 0,7$; 3 — $\bar{t} = 1,0$; а — 0,9; $u/c_0 = 0,4$.

неподвижных сопловых лопаток и соответственно малыми размерами срывающихся капель влаги. Кроме того, с уменьшением y_0 уменьшается начальная дисперсность влаги перед ступенью. В мелкодисперсной влаге значительная часть капель уносится паровым потоком, и их выпадение на поверхности вращающихся пластин существенно снижается. Увеличение влажности приводит к росту размеров и количества капель, выпадающих на поверхность пластин, и соответственно к росту ψ . Однако в опытах наблюдался оптимум функции $\psi = f(y_0)$. Повышение влажности ($y_0 > 5\%$) приводит к увеличению толщины пленок, текущих по поверхностям сопловых и рабо-

чих лопаток, и росту числа $Re_{пл} = c_{пл} \delta / \nu$.

Как известно, рост числа Re приводит к турбулизации пленки, возникновению волнового характера ее течения, а в дальнейшем — к ее отрыву и уносу части жидкости потоком пара (см. § 3-2). Все эти факторы уменьшают эффективность отвода влаги в сепарационные камеры.

Исследования ступеней с пластинами позволили наметить пути создания специальных ступеней-сепараторов. Для расчета таких ступеней требуется знание не только коэффициентов сепарации, но и значений к. п. д. в отдельных сечениях, а также степень реакции турбины. Поэтому в наших опытах при разных углах установки пластин β и относительных шагах $\bar{t}$ были определены значения к. п. д. η_{oi} и реакции p . Эти данные представлены на рис. 8-6. Максимальное значение к. п. д. достигается при углах установки пластины $\beta = 135^\circ$, минимальное — при $\beta = 45^\circ$. Падение к. п. д. здесь вызвано в основном ростом потерь с выходной скоростью.

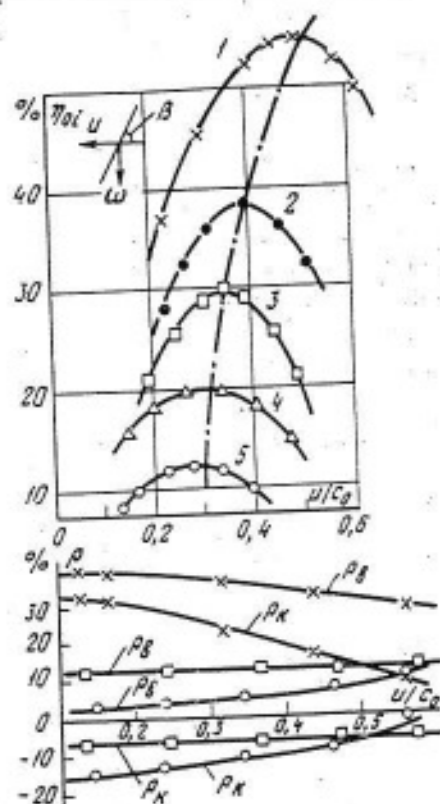


Рис. 8-6. Изменение к. п. д. η_{oi} и реакции p турбинной ступени в зависимости от u/c_0 при различных углах β . 1 — $\beta = 135^\circ$; 2 — $\beta = 112^\circ 30'$; 3 — $\beta = 90^\circ$; 4 — $\beta = 67^\circ 30'$; 5 — $\beta = 45^\circ$ ($\bar{t} = 0,9$; $\Delta \bar{t} = 90^\circ$; $Re = const$).

Исследования, проведенные на рабочих решетках с различными шагами $\bar{i}=0,4; 0,7$ и $1,0$, показали, что наиболее экономичной является рабочая решетка с $\bar{i}=0,7$.

Интересными представляются данные о влиянии угла установки пластины β на изменение реакции ступени ρ . При $\beta=135^\circ$ с ростом u/c_0 реакция уменьшается, причем реакция у корня ρ_k падает интенсивнее, чем реакция у периферии ρ_a . При $\beta=90^\circ$ абсолютное значение реакции меньше, однако реакция практически не зависит от u/c_0 . При $\beta=45^\circ$ реакция ступени с ростом u/c_0 растет точно так же, как в активных ступенях.

4-2. ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ И РЕЖИМНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА СЕПАРАЦИЮ ВЛАГИ ИЗ ПРОСТРАНСТВА НАД РАБОЧИМ КОЛЕСОМ

Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал показывает, что эффективность сепарации существенно зависит от ряда факторов: относительной скорости рабочих лопаток u/c_0 , давления среды (числа Re), отношения давлений на ступень ϵ (числа Ma), геометрических параметров ступени (d/l ; β_1 ; α_1 ; b ; δ и т. д.), конструкций влагоотводящих устройств и других факторов. В реальных условиях при изменении режима работы турбинной ступени величина ϕ изменяется в 5 раз и более. Следует отметить, что по данным различных организаций при идентичных условиях испытаний влияние отдельных параметров на сепарацию получается неодинаковым. Очевидно, что для сепарации влаги из проточной части важным фактором является то, каким образом изменяется отношение скоростей u/c_0 и другие безразмерные параметры. Действительно, увеличение u/c_0 при $c_0 = \text{const}$ приводит к росту центробежных сил, действующих на пленку, к более интенсивному дроблению соприкасающихся капель, изменению углов входа частиц влаги на рабочие лопатки. В то же время изменение c_0 (или располагаемого теплоперепада) ска-

зывается на дисперсности жидкой фазы, соотношении скоростей фаз и других характеристиках потока. Естественно, что параметр u/c_0 в данном случае теряет ту универсальность, которую он приобрел для обработки опытов по экономичности турбинных ступеней.

В настоящее время отсутствуют надежные критериальные методы обработки и обобщения опытных данных о сепарирующей способности турбинной ступени. Это в свою очередь существенно затрудняет использование данных экспериментальных исследований и перенос результатов модельных испытаний на натуру.

Наиболее полные исследования различных вариантов влагоулавливающих аппаратов на воздушно-водяной среде были проведены в БИТМ [Л. 63, 143]. Исследования на влажном паре при больших окружных скоростях моделей последних ступеней выполнены в ЛПИ [Л. 65]. Интересные работы по изучению процессов сепарации, особенно на натурных турбинах, проводятся на ХТГЗ [Л. 68—70] и в ЦКТИ [Л. 7, 8, 110]. Комплексные исследования сепарирующей способности турбинных ступеней ведутся в МЭИ.

Для обеспечения надежной и экономичной работы турбинной ступени наиболее целесообразно отводить влагу из зазора перед рабочей решеткой. В этом случае влага не попадает на рабочие лопатки, и ее отрицательное действие ограничивается лишь сопловой решеткой. Как показано в гл. 3, за выходным сечением сопловой решетки влага, имеющаяся перед ступенью, движется следующим образом:

1) в виде несепарируемых мелких капель, более или менее равномерно распределенных по сечению канала;

2) в виде пленок, движущихся по поверхностям сопловых каналов. При этом траектории частиц, образовавшихся из пленки, лежат на поверхностях, близких к коническим;

3) в виде частиц влаги, отраженных от поверхности сопловых лопаток.

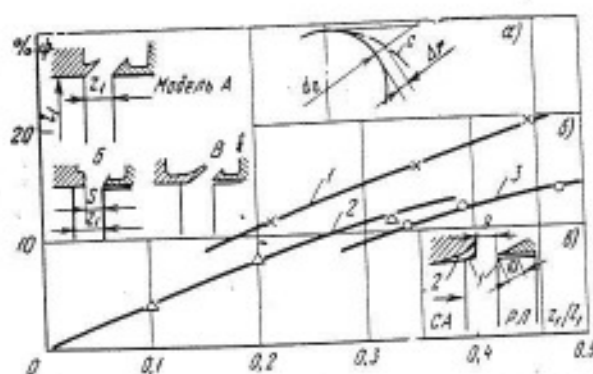


Рис. 8-7. Влагоудаление за направляющим аппаратом в зависимости от осевого расстояния при $y_0=8\%$.

а — схема движения влаги в осевом зазоре; б — $\psi=f(z/l)$: 1 — модель А опыты МЭИ ($d/l=8$; $l=48$ мм); 2 — модель В, опыты БИТМ ($d/l=7.3$; $l=76$ мм); 3 — модель В, опыты БИТМ ($d/l=7.3$; $l=76$ мм); в — конструкция влагулавливающей камеры за сопловым аппаратом, предложенная фирмой Альстом; 1 — область эрозии корпуса; 2 — новый вариант входного канала.

В зазоре можно удалить только часть влаги, поступившей на входе в сопло, так как влага, образовавшаяся в сопле, лишь частично сепарируется к периферии.

Эффективность влагуудаления за сопловым аппаратом существенно зависит от осевого расстояния между сопловой и рабочей решетками (рис. 8-7). Увеличение зазора z_1 также снижает эрозию лопаток. По этой причине многие зарубежные фирмы выполняют увеличенные осевые зазоры в ступенях, работающих в области влажного пара. Так, например, фирма АЕИ (Англия) запатентовала рекомендации по выбору осевого зазора между сопловыми и рабочими лопатками в зависимости от их длины. Согласно этим рекомендациям для ступеней с высотой лопатки более 685 мм зазор выбирается не менее 100 мм, а в турбинах на 1500 об/мин осевой зазор может достигать 254 мм.

На рис. 8-7,б показано влияние конструктивных особенностей влагулавливающих устройств на коэффициент сепарации. Наиболее эффективными оказываются такие устройства, у которых входные участки выполнены плавно (например, модель В на рис. 8-7,в). Плавный вход уменьшает срыв пленок с поверхности периферийной части диафрагмы и унос влаги в поток. На рис. 8-7,в отмечены черным цветом участки эрозии в первом варианте

влагулавливающей камеры. При модернизации входной участок на этих турбинах был выполнен более плавным и были открыты входные кромки рабочих лопаток на величину разрушенного участка. Эти мероприятия снизили эрозию корпуса турбины и повысили эффективность влагуудаления.

На рис. 8-8,а приведена зависимость коэффициента сепарации ψ от отношения скоростей u/c_0 . Испытания проводились в МЭИ на ступенях средней веерности с цилиндрическими лопатками при изменении отношения u/c_0 в пределах 0—0,7. Значение $u/c_0=0$ было получено при заторможенном роторе турбины. В опытах число Ма принимало значение от 0,3 до 0,9, число Рейнольдса ($Re=bc_1/v_1$) — от $2,1 \cdot 10^5$ до $13,5 \cdot 10^5$, а начальная степень влажности y_0 — от 0 до 15%. На рис. 8-8,а видно, что с ростом u/c_0 эффективность отвода влаги возрастает, причем наиболее интенсивное увеличение коэффициента сепарации ψ наблюдается при открытии входных кромок лопаток ($\Delta B > 0$). При заторможенном роторе ($u/c_0=0$) во влагуотводящую камеру стекает

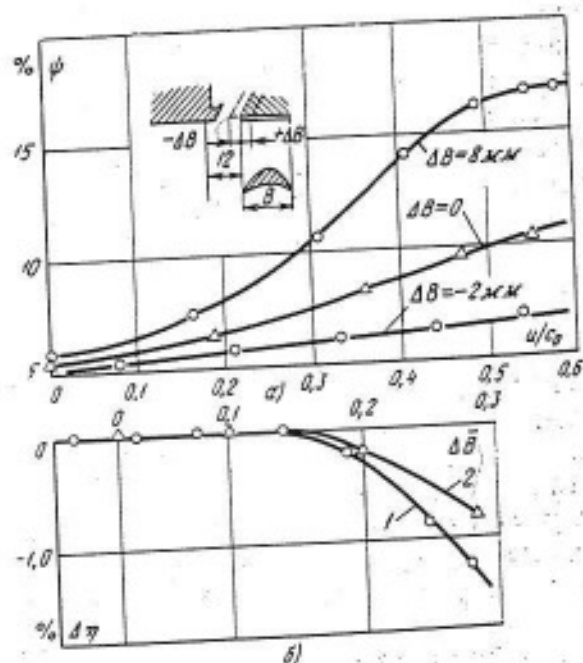


Рис. 8-8. Влияние открытия торца входных кромок рабочих лопаток на эффективность влагуудаления и к. п. д. для ступени средней веерности.

а — изменение коэффициента сепарации ψ в зависимости от u/c_0 при $y_0=7,5\%$ и $\epsilon=0,85$; б — изменение к. п. д. ступени в зависимости от относительного открытия торца входных кромок: 1 — опыты МЭИ; 2 — опыты БИТМ.

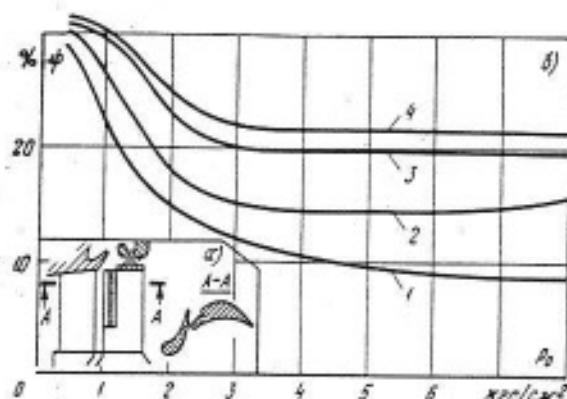


Рис. 8-9. Эффективность влагоудаления в зазоре между сопловой и рабочей решетками при открытии входной кромки рабочих лопаток с канавками в зависимости от давления перед ступенью.

а — конструкция влагоулавливающего устройства: б — $\phi = f(p_0)$; 1 — $y_0 = 5\%$; 2 — $y_0 = 8\%$; 3 — $y_0 = 10\%$; 4 — $y_0 = 15\%$.

пленка, движущаяся по периферийному обводу сопловой решетки, кроме того, в камеру попадают капли в результате закрутки потока в зазоре. При вращении ротора часть влаги, находящаяся на рабочих лопатках в зоне входной кромки, движется под действием центробежной и кориолисовой сил к периферии и сбрасывается во влагоулавливающее устройство. Во влагоулавливающее устройство попадает и некоторая часть той влаги, которая раздробилась или сорвалась со входных кромок. Очевидно, этим объясняется повышение эффективности влагоудаления при частичном открытии торца входной кромки рабочей лопатки ($\Delta B \approx +0-8$ мм). При дальнейшем увеличении B (до 30% от хорды рабочей лопатки) интенсивность роста коэффициента ϕ снижается. Однако следует отметить, что открытие торца входных кромок не должно превышать 10—15% от ширины рабочих лопаток, так как при $\Delta B = (\Delta B/B) > 0,1 + 0,15$ происходит снижение к. п. д. ступени (рис. 8-8,б). Открытие входных кромок рабочих лопаток впервые было применено фирмой Дженерал Электрик на турбине мощностью 192 Мвт с частотой вращения 1800 об/мин, работающей на атомной станции Дрезден (США). Характерной особенностью этой конструкции является наличие радиальных канавок на спинке рабочей ло-

патки в зоне входной кромки (рис. 8-9,а), препятствующих сбросу влаги под действием кориолисовых сил. В турбине отсутствует ленточный бандаж над входной кромкой рабочих лопаток. Отвод влаги и частично пара из влагоулавливающих камер совмещен с регенеративным отбором пара. На рис. 8-9,б показаны эффективность такого способа влагоудаления и ее зависимость от начальной влажности и абсолютного давления перед ступенью.

В опытах БИТМ на экспериментальной турбине [Л. 63] также зафиксировано, что применение радиальных канавок в зоне входной кромки рабочих лопаток повышает коэффициент сепарации ϕ . Согласно [Л. 222] применение канавок не только повышает эффективность влагоудаления, но и снижает эрозию лопаток.

Существенное влияние на эффективность сепарации влаги в осевом зазоре оказывает отношение давлений на ступень ϵ (число Ма и начальная влажность потока y_0). На рис. 8-10 приведены опытные значения коэффициента влагоудаления ϕ в зависимости от u/c_0 при различных y_0 и ϵ . Для исследованной турбины ступени увеличение ϵ от 0,8 до

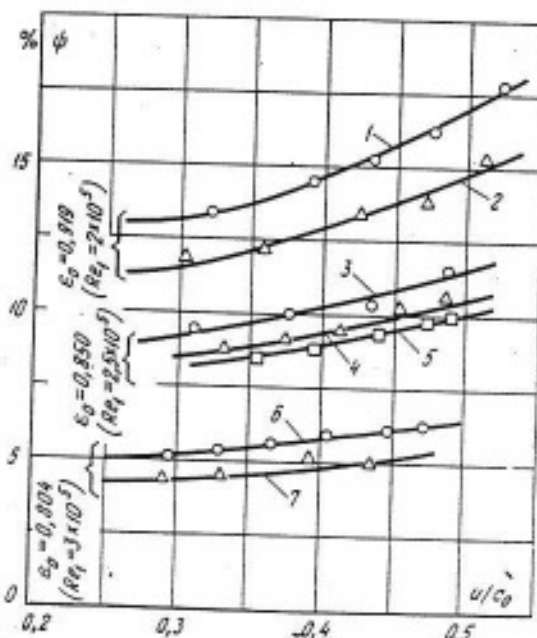


Рис. 8-10. Зависимость эффективности сепарации за сопловым аппаратом от отношения давлений на ступень, начальной степени влажности и отношения скоростей u/c_0 ($d/l = 8,0$, $\Delta B = -3$ мм, $z_1 = 9$ мм). 1 — $y_0 = 5\%$; 2 — $y_0 = 11\%$; 3 — $y_0 = 3\%$; 4 — $y_0 = 6,1\%$; 5 — $y_0 = 8,7\%$; 6 — $y_0 = 3,8\%$; 7 — $y_0 = 7,8\%$.

0,9 привело к весьма существенному росту коэффициента ψ (приблизительно в 3 раза). Полученные результаты можно объяснить более устойчивым течением пленок и уменьшением вероятности отрыва их с поверхности соплового аппарата. По существу в данном диапазоне изменений γ основное влияние на характер течения двухфазной среды в ступени и на сепарацию влаги оказывает изменение числа Re .

Исследования влияния отношения скоростей u/c_0 предыдущей ступени на эффективность сепарации из зазора между сопловыми и рабочими решетками выполнены в ЛПИ [Л. 63, 65] на двухступенчатой турбине со следующими характеристиками второй ступени: веерность ступени $d/l=3,9$, угол раскрытия периферийного обвода $\gamma=42^\circ$. Опыты показали, что коэффициент ψ в диапазоне изменения $(u/c_0)_1$ предыдущей ступени от 0,45 до 0,75 остается практически постоянным и составляет 2—3%. При уменьшении $(u/c_0)_1$ наблюдается интенсивный рост ψ , который при $(u/c_0)_1=0,25$ достигает 30%.

В опытах ЛПИ и БИТМ было отмечено также существенное влияние угла раскрытия периферийного обвода на коэффициент сепарации влаги в зазоре. Так, например, увеличение угла γ от 0 до 42° приводило к снижению эффективности сепарации более чем в 3 раза. Однако, по данным ХТГЗ, значительное повышение коэффициента сепарации и экономичности турбинных ступеней, а также уменьшение эрозии лопаток при больших углах раскрытия проточной части могут быть достигнуты за счет отсоса влаги вместе с паром [Л. 70]. Это объясняется не только отводом влаги, но и улучшением аэродинамических характеристик периферийных сечений ступеней.

Широкое распространение в практике турбостроения получили влагоулавливающие устройства, принцип работы которых основан на сепарирующей способности вращающегося рабочего колеса, отбрасывающего влагу к периферии лопаток под действием центробежных и

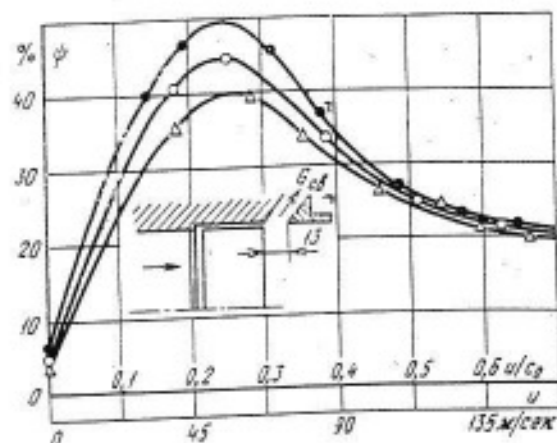


Рис. 8-11. Изменение коэффициента сепарации ψ в зависимости от u/c_0 ($u=\text{var}$).
● — $\gamma_0=4,3\%$; ○ — $\gamma_0=7,1\%$; △ — $\gamma_0=13,4\%$; $d/l=8$;
 $l_2=50$ мм; $Ma_{c1}=0,37$; $Re=0,7 \cdot 10^5$.

инерционных сил. Исследования влагоулавливающих устройств, установленных за рабочим колесом, показали, что коэффициент сепарации ψ зависит от окружной скорости рабочих лопаток и имеет оптимальное значение, определяемое целым рядом геометрических размеров и режимных параметров ступени. На рис. 8-11 приведена опытная зависимость коэффициента ψ от u/c_0 , полученная в широком диапазоне изменения u/c_0 на ступени с $d/l=8$, $\beta_1=30^\circ$, $\beta_2=22^\circ$, $\Delta B=6$ мм, $\Delta S=5$ мм и $B_2=25$ мм. В этих опытах изменение u/c_0 производилось за счет варьирования окружной скорости u . В начальный период с ростом u/c_0 коэффициент ψ интенсивно возрастает, достигая своего максимального значения при $u/c_0=0,2+0,3$. Улучшение сепарации при увеличении u объясняется ростом центробежных сил, действующих на пленку влаги, в результате чего большая часть влаги отбрасывается к периферии ступени и попадает во влагоулавливающий канал. В то же время увеличение окружных скоростей приводит к более интенсивному дроблению и отражению части влаги и соответственно к уносу капель влаги паровым потоком. Следует подчеркнуть, что при $u/c_0 > 0,4$ определяющую роль играют кориолисовы силы (§ 3-5), действующие на пленку влаги в направлении, противоположном потоку пара. Возвратное движение жидкости на спинке профиля входной кромки приводит к утолщению

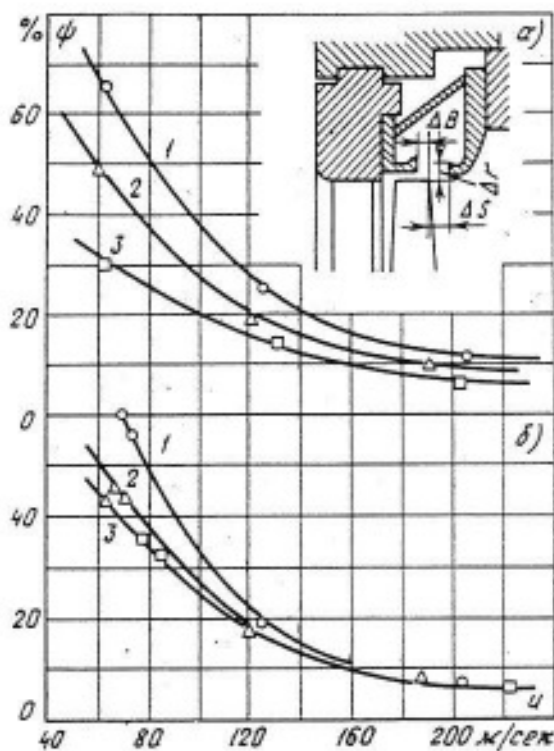


Рис. 8-12. Эффективность влагоудаления в зависимости от окружной скорости (опыты ЛПИ).

а — $y_0 = 7\%$; $\Delta S = 21$ мм: 1 — $\Delta r = 0$; 2 — $\Delta r = 5$ мм; 3 — $\Delta r = 10$ мм; б — $y_0 = 5\%$; $\Delta r = 5$ мм: 1 — $\Delta S = 35$ мм; 2 — $\Delta S = 21$ мм; 3 — $\Delta S = 16$ мм.

пленки и ее отрыву потоком пара. Эпюры скоростей влаги на этом участке обвода профиля имеют отрывную структуру.

Таким образом, с ростом окружных скоростей рабочей лопатки увеличиваются отрыв пленок с омываемых поверхностей, дробление падающих капель и унос образовавшихся частиц жидкости паровой фазой рабочей среды. Следовательно, доля влаги, попадающей в периферийную зону лопаток, уменьшается, что в свою очередь приводит к уменьшению коэффициента сепарации ϕ .

Рассмотренная выше картина характерна для активных ступеней малой и средней веерности, а также для корневых сечений рабочих лопаток последних ступеней конденсационных турбин. В периферийных сечениях ступеней большой веерности образование пленок и законы их течения будут иными. Влага, попадающая на спинку лопаток такой ступени, будет двигаться в направлении потока пара, так как силы трения между паром и пленкой и

кориолисова сила действуют в одном направлении. Вероятность отрыва пленок с этих лопаток значительно меньше, чем с лопаток, рассчитанных на малые углы входа потока. Следует, однако, иметь в виду, что при больших окружных скоростях периферийных сечений увеличивается разбрызгивание капель, попадающих на поверхность лопаток. Это уменьшает эффективность сепарационных устройств. Снижение эффективности влагоулавливания будет наблюдаться и при определенных значениях окружных скоростей лопаток, когда направление относительной скорости основного потока влаги — угол β_{12} будет совпадать с углом установки профиля β . В этом случае капли влаги проходят межлопаточный канал, не соприкасаясь с обводами профилей лопаток (см. § 8-1). Эти выводы подтверждаются исследованиями ступеней большой веерности при значительных окружных скоростях решеток. Так, в частности, в опытах ЛПИ при испытании ступени с веерностью $d/l = 3,9$ рост окружной скорости от 60 до 200 м/сек приводит к снижению коэффициента ϕ от 50—60 до 5—10% (рис. 8-12).

На рис. 5-21,а была показана многоступенчатая турбина, на которой были проведены исследования сепарации влаги из проточной части. Удаление влаги производилось одновременно из двух камер. В опытах было отмечено, что с ростом отношения скоростей (u/c_0), предыдущей ступени коэффициент сепарации ϕ падает (рис. 8-13,а и б, номера кривых соответствуют положению влагоулавливающей камеры, см. рис. 5-21,а). Влияние частоты вращения ротора многоступенчатой турбины на эффективность влагоудаления при постоянном начальном и конечном давлениях показано на рис. 8-13,в.

Существенное влияние на эффективность влагоулавливающих устройств, установленных за рабочим колесом, оказывает отношение давлений на ступень ϵ . С ростом теплоперепада эффективность сепарации в ступени резко уменьшается, что можно объяснить уменьшением сепарации в рабочем канале, менее

устойчивым движением пленок по поверхности лопаток и ростом окружных скоростей u (при постоянном значении u/c_0), а также влиянием чисел Re . В опытах МЭИ обнаружено падение ψ с ростом начальной влажности, что объясняется утолщением пленок и более ранним их разрушением при прочих равных условиях. Эффективность влагоудаления за рабочим колесом также существенно зависит от абсолютного давления за ступенью. Так, например, увеличение давления за третьей ступенью с 0,063 до 0,110 кгс/см² приводило к снижению коэффициента сепарации ψ почти в 2 раза (по данным ХТГЗ).

При конструировании сепарационных устройств важно правильно выбрать геометрические соотношения влагоулавливающих каналов и

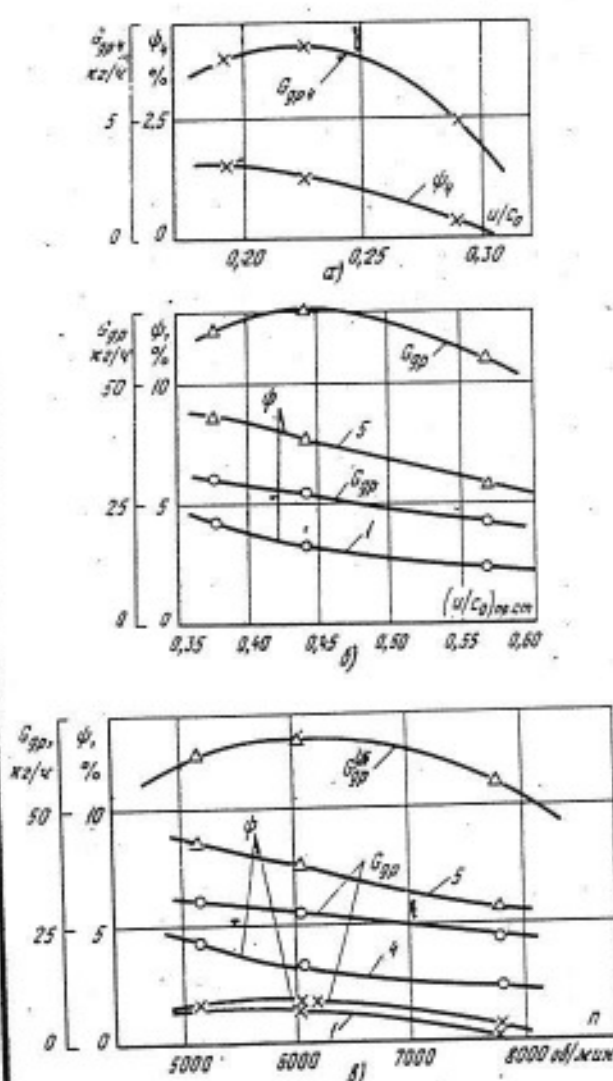


Рис. 8-13. Влияние отношения скоростей u/c_0 и частоты вращения ротора n на коэффициент сепарации ψ .

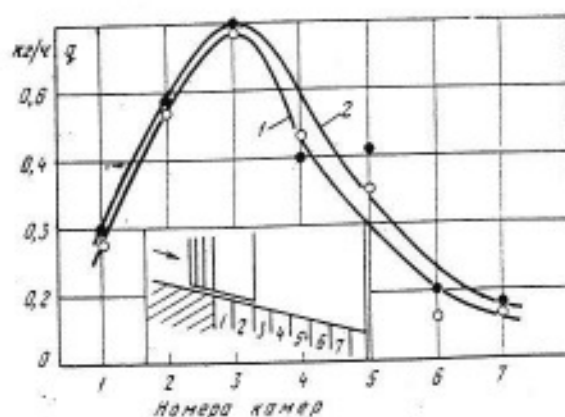


Рис. 8-14. Зависимость количества отведенной влаги q от места расположения влагоулавливающей камеры (опыты фирмы Паметрада).

1 — $y_0 = 10,5\%$; 2 — $y_0 = 12,5\%$.

камер и их расположение относительно периферийной поверхности рабочих лопаток ступени, так как от этого существенно зависит коэффициент ψ .

Влияние места расположения влагоулавливающей камеры на периферии рабочей решетки на сепарирующую способность ступени было определено фирмой Паметрада (Англия) [Л. 110]. Было отмечено, что наибольшее количество влаги отводится через камеру 3 (рис. 8-14), которая расположена за выходными кромками. При удалении влагоулавливающей камеры от выходных кромок эффективность отвода влаги уменьшается.

В МЭИ и других организациях исследовалось влияние ширины приемной щели ($\Delta B + \Delta S$) влагоулавливающей камеры на эффективность влагоудаления (рис. 8-15). Во всех опытах было получено увеличение коэффициента сепарации ψ при росте ΔS . Одновременно отмечалось повышение эффективности влагоудаления при открытии торца выходных кромок рабочих лопаток. При этом частичное открытие торца рабочих лопаток существенно не снижает к. п. д. ступени, если это открытие не превышает 15—20% ширины рабочих лопаток (рис. 8-15, б и в). Для сравнения на рис. 8-15, а нанесена кривая 4 по данным БИТМ.

Исследование влияния радиальной перекрыши влагозаборной щели за рабочими лопатками показало

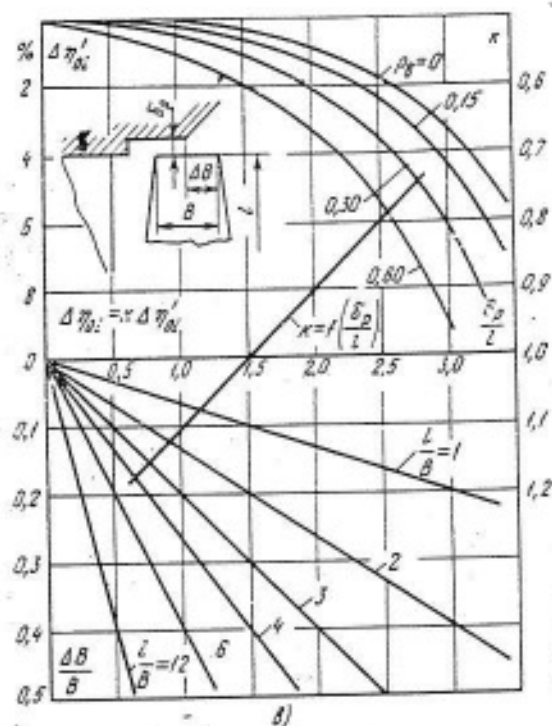
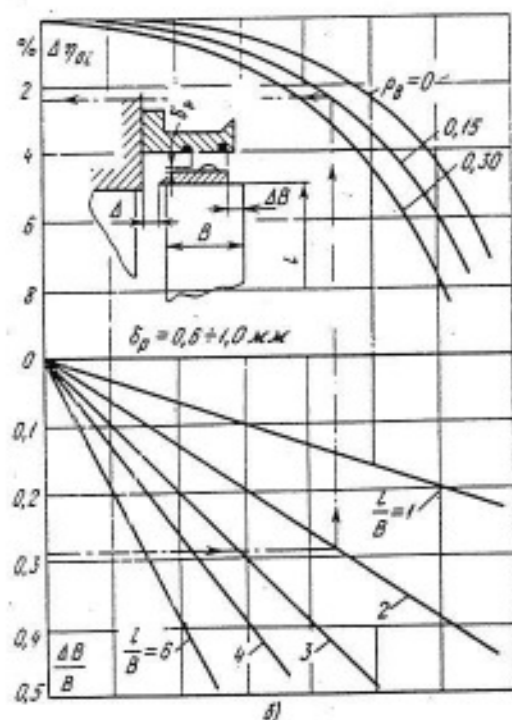
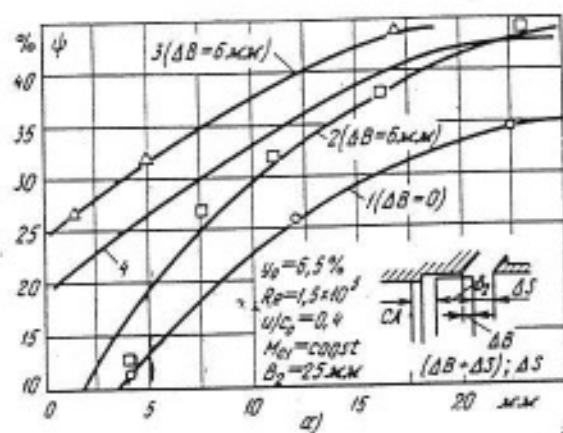


Рис. 8-15. Влияние ширины открытия входного канала влагулавливающей камеры на эффективность влагуудаления. 1-3 — опыты МЭИ ($y_0=6.5\%$, $u/c_0=0.4$; $Re=1.5 \cdot 10^5$, $Ma_{c1}=const$; $B_2=25$ мм); 4 — опыты БИТМ (влажный воздух, $d_{ср}=571$ мм, $l_2=54.5$ мм, $y_0=6.5\%$; $u/c_0=0.4$, $Re=1.5 \cdot 10^5$, $Ma_{c1}=const$, $B_2=25$ мм); б — влияние открытия торца рабочей решетки ступени с бандажом на ее экономичность; в — то же, что и б, для ступени без банджа.

ло, что коэффициент сепарации ψ с уменьшением величины перекрыши Δr увеличивается (рис. 8-16). Разница в значениях коэффициента сепарации ψ при $\Delta r=0$ объясняется меньшими значениями окружной скорости (рис. 8-16,б) и другими конструктивными особенностями (опыты ЛПИ). Применение отрицательной перекрыши еще больше повышает эффективность влагуудаления (рис. 8-16,а). Это объясняется тем, что исчезает воздействие парового потока, выходящего часто с критической скоростью из радиального кольцевого зазора между рабочими лопатками и периферийным обводом ступени, и во влагулавливающую камеру попадает большее количество влаги. Однако применение отрицательной перекры-

ши приводит к значительному уменьшению экономичности ступени. В МЭИ были проведены также опыты по определению сепарирующей способности ступени скорости, срабатывающей большие тепловые перепады. Конструкция турбины и схема

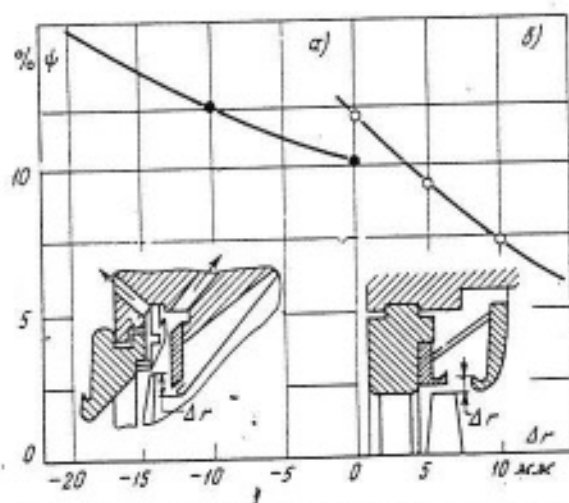


Рис. 8-16. Влияние перекрыши Δr на эффективность влагуудаления. а — опыты ХТГЗ; б — опыты ЛПИ.

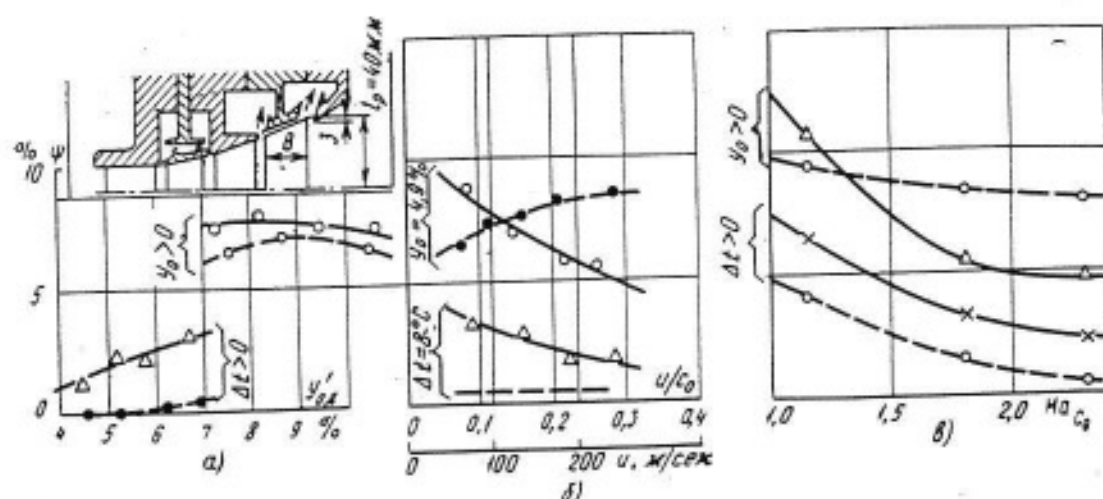


Рис. 8-17. Сепарирующая способность второго венца ступени скорости.
 HA — профиль P4529B, $\alpha_1=26^\circ 10'$, $l_1=28$ мм, $B=18$ мм, PA — профиль P4629A, $\beta_1=23^\circ$, $\beta_2=21^\circ$.
 а — влияние влажности перед вторым венцом $y'_{од}$ на коэффициент сепарации ψ ($u/c_0=0.1$, $Ma_{00}=2.1$); б — влияние отношения скоростей u/c_0 на ψ ($u=var$); в — зависимость коэффициента сепарации ψ от числа Ma_{00} : — входная кромка; — выходная кромка.

подготовки влажного пара аналогичны рассмотренным ранее (гл. 5).

Особенностью такой ступени, как было показано в гл. 6, является то, что при низких начальных температурах ее второй венец практически всегда работает во влажном паре, поэтому можно определить эффективность влагоудаления на периферии второго венца при реальном распределении влаги на входе в него и выявить влияние первичной и вторичной влаги на коэффициент сепарации ψ . Влагоулавливающие камеры устанавливались в зоне входных и выходных кромок и имели самостоятельный отвод влаги (рис. 8-17). При этом входные и выходные кромки рабочей лопатки были открыты соответственно на 15 и 20% ширины профиля B , а влагоулавливающая камера на выходе из ступени имела отрицательную перекрышу (-3 мм).

На рис. 8-17,а приведена зависимость коэффициента сепарации ψ от действительной влажности $y'_{од}$ перед вторым венцом. При отсутствии начальной влажности перед ступенью ($\Delta t > 0$) сепарация влаги в зоне входной кромки практически отсутствует, хотя влажность $y'_{од}$ перед вторым венцом более 7%. Это объясняется тем, что к рабочей решетке второго венца жидкая фаза подходит, будучи мелкодисперсной, поэтому она практически не сепарируется

в осевом зазоре и движется без скольжения [$v=(c_2/c_1) \rightarrow 1$]. В то же время отмечается сепарация влаги за ступенью, определяемая прежде всего конденсацией пара на поверхности рабочих лопаток. Присутствие начальной влаги ($y_0 > 0$), вызванное наличием многоступенчатой форсуночной схемы охлаждения пара, привело к повышению эффективности влагоудаления и разрыву функции $\psi=f(y'_{од})$, так как на вход в ступень поступала крупнодисперсная влага ($d_m \approx 20$ мкм), причем дальнейшее увеличение влажности не приводило к росту коэффициента сепарации ψ .

При изменении u/c_0 и Δt коэффициент сепарации ψ менялся незначительно (рис. 8-17,б), так как при больших скоростях пара образовавшаяся в турбинной ступени мелкодисперсная влага практически не попадает на рабочие лопатки. С ростом влажности и появлением начальной форсуночной влаги ($y_0 > 0$) отмечается большее влияние u/c_0 на эффективность влагоудаления. Увеличение относительной скорости u/c_0 при $c_0 = \text{const}$, так же как и в опытах на одновенечных турбинных ступенях, при больших окружных скоростях приводит к снижению сепарирующей способности за рабочей решеткой. Одновременно с этим интересно отметить, что эффективность влагоудаления в зоне входной кромки мо-

жет оказаться более высокой, чем за рабочим колесом, если на вход в ступень поступает крупнодисперсная влага.

На рис. 8-17, в приведена зависимость коэффициента сепарации от числа Ма для двух случаев: $\Delta t > 0$ и $y_0 > 0$.

Для описываемых опытов характерно то, что основная часть теплоперепада срабатывается на первом венце, и линия расширения пара пересекает зону Вильсона. При этом в косом срезе первого соплового аппарата возникает «скачок» конденсации. Однако градиент давления здесь велик, и дальнейшее расширение происходит при некотором переохлаждении и со скачком уплотнения [Л. 37]. На входе во второй венец всегда есть влага, но мелкие частицы вторичной влаги при больших числах Мах растут менее интенсивно, и сепарация таких капель на поверхность сопловых и рабочих лопаток снижается. Уменьшение числа Ма приводит, наоборот, к уменьшению переохлаждения, увеличению времени конденсации и появлению более крупных капель. Это влечет за собой повышение эффективности влагоудаления в зоне входной и выходной кромок рабочих лопаток.

Первичная влага ($y_0 > 0$) с ростом числа Ма_{со} будет более интенсивно дробиться как в потоке пара, так и при встрече с сопловыми и рабочими лопатками. Процесс дробления сопровождается уносом части влаги потоком пара. Появление первичной влаги приводит к увеличению коэффициента ψ для всех значений Ма, однако с увеличением Ма_{со} коэффициент сепарации влаги падает. При околосвуковых и сверхзвуковых скоростях необходимо учитывать влияние адиабатических скачков уплотнения, возникающих на входных и выходных кромках, а также в межлопаточных каналах. Скачки приводят к срыву пограничного слоя и пленки с поверхности лопаток, что способствует уменьшению количества сепарируемой влаги. Следует также иметь в виду, что в скачках происходит дробление капель и частичное испарение влаги.

8-3. ВНУТРИКАНАЛЬНАЯ СЕПАРАЦИЯ ВЛАГИ В ТУРБИННОЙ СТУПЕНИ

Как уже отмечалось в гл. 3, в криволинейных каналах сопловых решеток происходит оседание крупных капель из потока пара на омываемые поверхности. Поток капель образует пленку жидкости, которая увлекается влажным паром. Несмотря на унос части жидкости с поверхности пленок в поток, эффект «разбрызгивания» и отражение па-

дающих капель, часть влаги достигает выходных кромок сопл и сходит с них в виде крупных частиц, размер которых может достигать 500 мкм и более. Поэтому представляется интересным метод удаления жидкой пленки влаги, через щели на поверхности сопл и далее через полые каналы лопаток из проточной части турбины (рис. 8-18).

Первые эксперименты на заводе Шкода в ЧССР [Л. 138] на плоских пакетах сопловых решеток и на диафрагме показали весьма высокую эффективность этого метода. Дальнейшие исследования, проведенные в СССР и других странах [Л. 63, 143] (в том числе на натуральных турбинах ХТГЗ), подтвердили перспективность внутриканальной сепарации, хотя в опытах отмечена меньшая эффективность удаления влаги через полые лопатки. Исследования МЭИ в этой области были направлены на выявление оптимального размера и расположения влагоотводящих каналов, а также на изучение влияния режимных и геометрических размеров на эффективность влагоудаления.

Влияние расположения влагоулавливающих щелей. Известно [Л. 20], что согласно расчетам в сопловых аппаратах последних ступеней ЦНД основная доля частиц влаги с размером $d_k > 5 + 10$ мкм выпадает на поверхность сопловых лопаток. Если скорость влаги на входе не имеет рассогласования со скоростью пара по углу, то не менее 85% этой влаги сепарируется на вогнутой стороне лопатки. Обычно в таких расчетах предполагается, что частицы жидкости, соприкасающиеся с поверхностью соплового канала, полностью «прилипают» к ней и движутся в виде пленки к выходной кромке. Тогда отвод влаги через i -ю щель должен определяться выражением

$$G_i = y_0 l \int_{S=0}^{S_i} \sigma'(S) dS,$$

где S — криволинейная координата щели; $\sigma'(S)$ — масса жидкости, выпадающей на единицу поверхности ка-

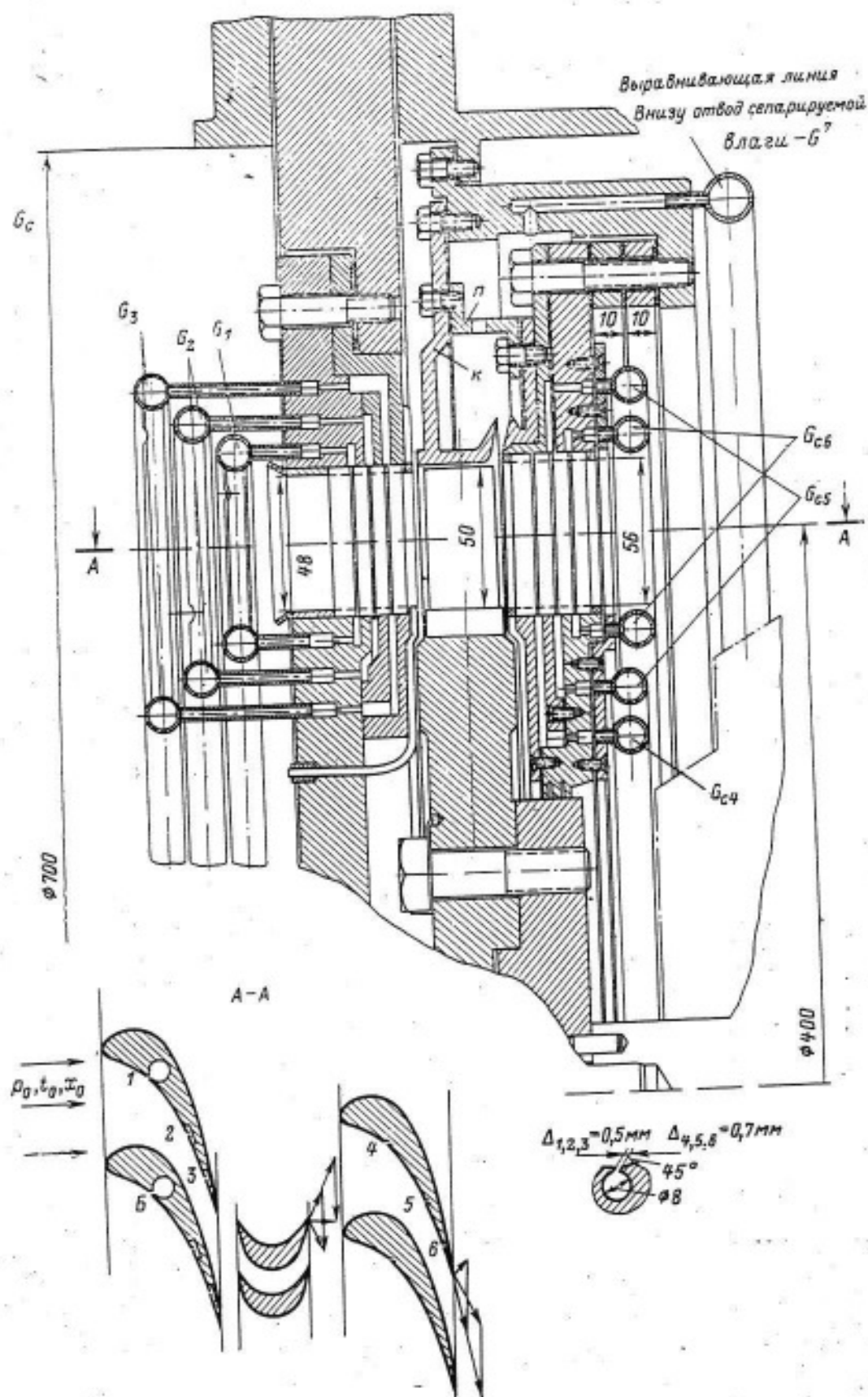


Рис. 8-18. Схема полуступи турбинной ступени с влагоулавливающими камерами.

нала в единицу времени в сечении S при $y_0 = 1\%$.

Для конкретного режима течения $l \int_{S=0}^{S_t} \sigma'(S) dS = K_t = \text{const}$, а

$G_t^i = K_t y_0$. В этом случае сепарирующая способность щели будет определяться коэффициентом сепарации

$$\psi_i = \frac{G_{\text{ш}}^i}{G_{\text{п}}} = \frac{y_0 l \int_{S=0}^{S_t} \sigma'(S) dS}{(G_{\text{п}} + G_{\text{ш}}) y_0} = \frac{K_t}{G_{\text{п}}} (1 - y_0),$$

где $G_{\text{п}}$ — расход пара, поступающего на вход канала.

Таким образом, если принять гипотезу о «прилипании» жидкости к поверхности лопаток и предположить, что при $y_0 \leq 10\%$ траектории движения частиц жидкости в криволинейном канале не зависят от y_0 , то зависимость $\psi_i = f(y_0)$ должна быть близкой к линейной. Однако этот теоретический вывод подтверждается экспериментально только в области малых значений y_0 ($y_0 \leq 1,0 \div 1,5\%$). При большей влажности опытные и теоретические данные не совпадают даже качественно. Экспериментально подтверждено, что по поверхности профиля в виде пленки движется только некоторая часть жидкости, выпадающей из двухфазного потока. Следовательно, гипотеза «прилипания» не соответствует реальному характеру течения двухфазной среды в криволинейном канале и не может быть использована даже для приближенных расчетов внутриканальной сепарации (см. гл. 3).

В МЭИ проведены исследования отвода влаги через различные щели на экспериментальной турбине, а также на плоских решетках, геометрические характеристики которых приведены в табл. 8-1.

Схема пакета и расположения щелей показана на рис. 8-19. Щели выполнялись заподлицо с поверхностью лопаток по всей высоте пакета с углом входа, равным 30° , и были направлены против потока пара.

Каждая щель имела индивидуальный отвод влаги. При этом щели находились под перепадом давления Δp , обеспечивающим отсос всей пленки. Эта величина перепада давления не превышала $0,15 \text{ кгс/см}^2$. Расход пара через все щели составлял менее $0,5\%$ общего расхода пара через канал. На вход в сопловой канал после многоступенчатого охлаждения подавался влажный пар с модальными размерами частиц влаги $d_m = 20 \div 40 \text{ мкм}$.

Таблица 8-1

Номер лопатки	Характеристики лопатки					
	$b, \text{ мм}$	$T = l/b$	$l, \text{ мм}$	$\alpha_{\text{лоп}}^{\text{ср}} \text{ град}$	Размер щели $a, \text{ мм}$	Толщина выколотой кромки, мм
1	72,5	0,75	50	12,5	0,5/1,0	2,2
2	72,5	0,50	50	12,5	0,5/1,0	2,2
3	72,5	1,0	50	12,5	0,5/1,0	2,2
4	125	0,75	50	12,5	0,8	1,4
5	72,5	0,75	50	15,0	0,8	1,6

В описанных выше условиях была определена сепарирующая способность каждой щели в отдельности (рис. 8-20). Отвод влаги ($G_{\text{ш}}$) через щели, расположенные на участке прямого выпадания влаги, возрастал с ростом y_0 , однако коэффициент влагоудаления ψ уменьшался. При этом зависимость $G_{\text{ш}}^i = f(y_0)$ имела три характерные зоны. В зоне I (рис. 8-20, б) с ростом y_0 весовой расход влаги через щели возрастает по закону, близкому к линейному. В зоне II интенсивность роста отвода влаги при увеличении начальной влажности снижается. В зоне III величина $G_{\text{ш}}^i$ возрастает практически опять по закону, близкому к линейному, однако

$$(\partial G_{\text{ш}}^i / \partial y_0)^{\text{III}} \ll (\partial G_{\text{ш}}^i / \partial y_0)^{\text{I}}.$$

Протяженность зон I—III по y_0 для различных щелей оказывается неодинаковой и определяется режимом течения рабочего тела в сопловом канале, его геометрическими характеристиками и значением критического расхода жидкости в пленке $(g'_{\text{пл}})_{\text{кр}}$ (§ 3-5). Механизм образования отмеченных трех зон можно объяснить следующим

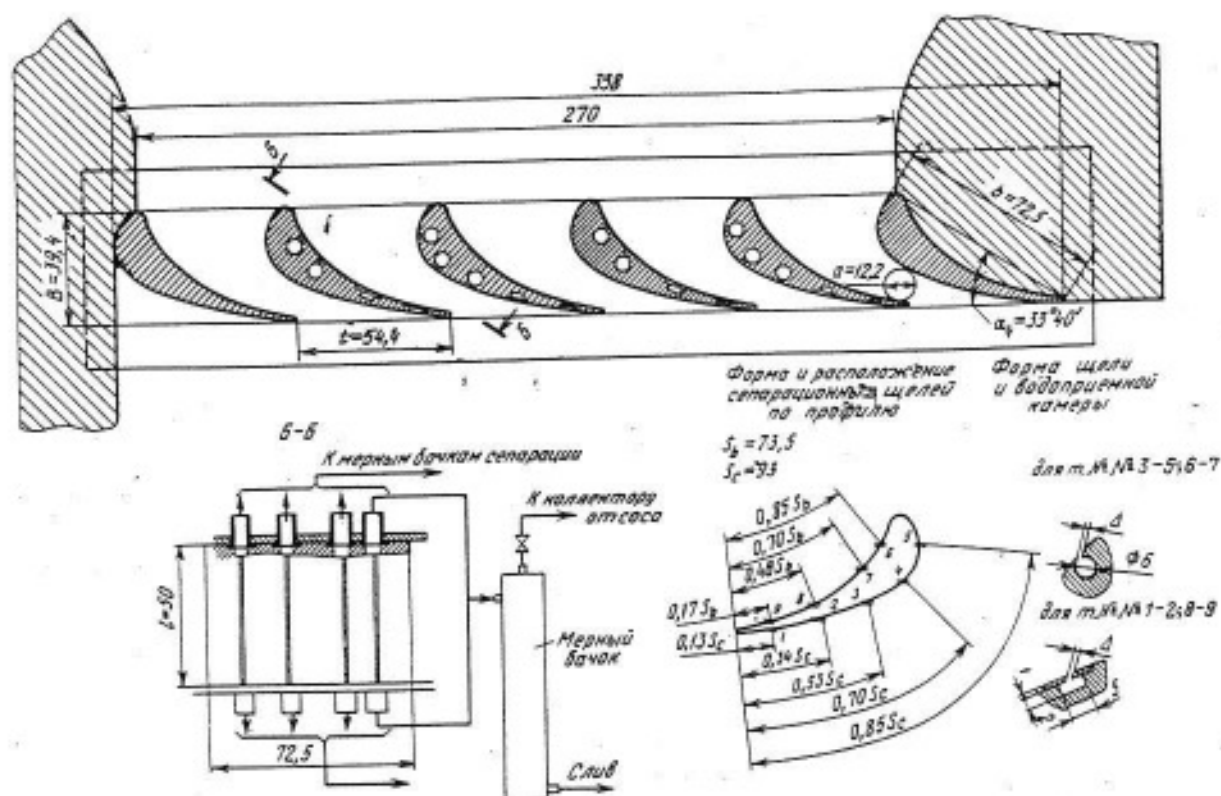


Рис. 8-19. Схема плоского соплового пакета для исследований внутриканальной сепарации (профиль ТС-1А, $\alpha_{19\phi} = 12^\circ 30'$).

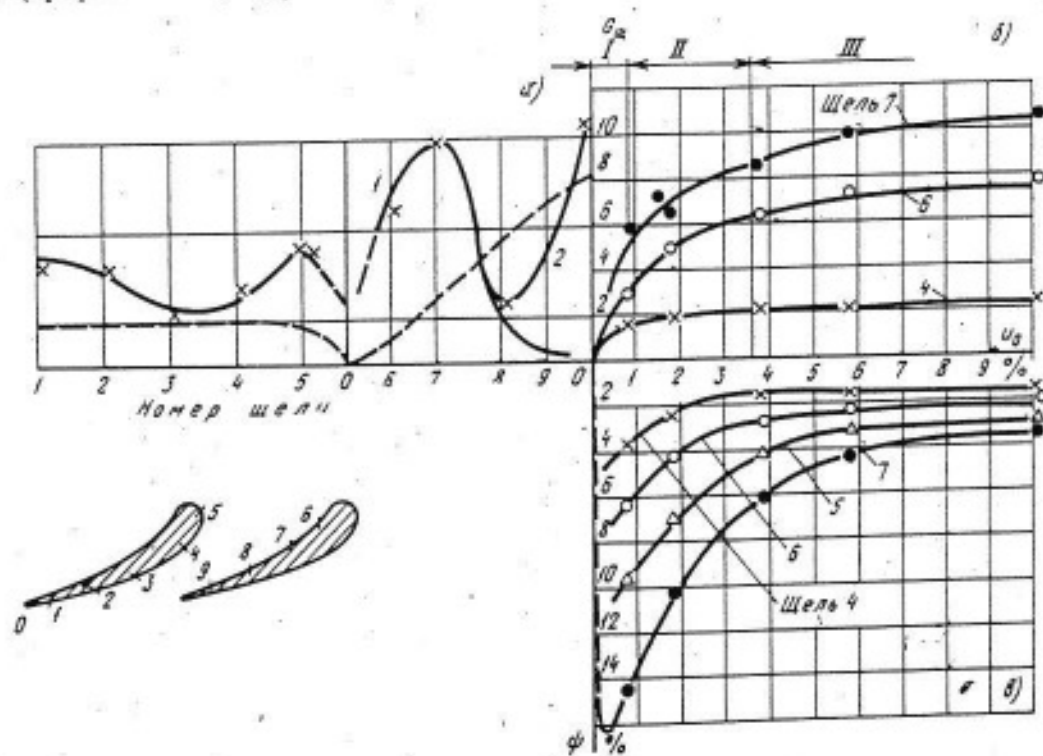


Рис. 8-20. Удаление влаги через различные щели на поверхности сопловых лопаток. а — эффективность влагоудаления по обводу профиля; 1 — все щели работают; 2 — (X) — все щели отключаются по порядку; б — зависимость весового расхода влаги через отдельные щели; в — зависимость коэффициента сепарации ϕ от начальной влажности.

образом. В зоне I еще не достигается «критический» расход жидкости в пленке, $g_{пл} < (g'_{пл})_{кр}$, и срыв жидкости с поверхности пленки отсутствует, а небаланс выпавшей и остав-

шейся в пленке жидкости может определяться только процессом «отражения». Зона II — переходная, течение пленки в этой зоне сопровождается срывом жидкости с ее поверх-

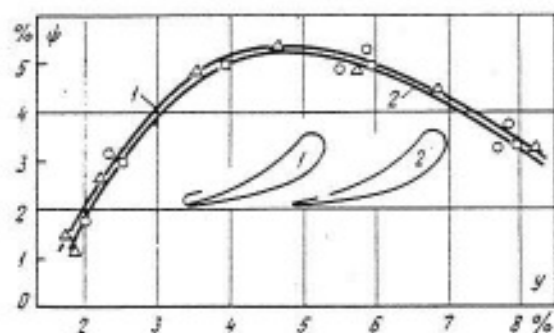


Рис. 8-21. Эффективность влагоудаления при различных конструкциях влагозаборных щелей (опыты ЛПИ).
Номера кривых соответствуют камерам профилей.

ности, т. е. рост интенсивности «срывных» процессов опережает наполнение пленки. В зоне III интенсивность срывных процессов изменяется пропорционально наполнению пленки, так как коэффициенты уноса по участкам поверхности стабилизируются.

Таким образом, внутриканальная сепарация при режимах течения пленки, характерных для зоны III и частично для зоны II, определяется критическим расходом пленки в окрестности влагулавливающей щели. Экспериментально установлено, что включение или отключение предыдущей щели практически не отражается на сепарации влаги из последующей щели (см. рис. 8-20,а). Это может быть объяснено малой устойчивостью движения пленки из-за отрыва гребней волн и разрушения пленки под действием падающих капель (см. гл. 3). Существует некоторое минимальное расстояние между щелями, при котором их взаимное влияние еще не наблюдается, поэтому максимальной эффективности внутриканальной сепарации можно ожидать при отсосе влаги со всей поверхности сопловых лопаток (например, если лопатка изготовлена из пористого материала).

В наших опытах наибольшая эффективность влагоудаления через щели была отмечена на спинке профиля в зоне горла (щель 3 на рис. 8-19). Очевидно, это объясняется повышенной концентрацией влаги, отраженной от вогнутой поверхности соседней лопатки (см. рис. 3-20), и развитым пограничным слоем, кото-

рый обеспечивает увеличение критического размера пленки (см. гл. 3). Минимальным уровнем сепарации обладает щель 4 на рис. 8-19, расположенная за участком максимальной кривизны спинки, где происходит инерционный срыв пленки в поток. На вогнутой поверхности лопатки коэффициент сепарации имеет наибольшие значения в зоне щелей 6 и 9.

Наличие критического расхода жидкости в пленке подтверждается испытаниями иной конструкции влагозаборных щелей, выполненных в форме заборников, выступающих над поверхностью лопаток на 1—1,5 мм (рис. 8-21, лопатка 1). Эффективность этой конструкции практически такая же, как и у одной щели, выполненной заподлицо (лопатка 2 на рис. 8-21), и коэффициент влагоудаления ϕ через одну щель не превышает 6—8% для обычных условий турбинных ступеней [Л. 65]. Таким образом, и эти испытания подтверждают вывод о том, что эффективность влагоудаления через отдельную щель определяется режимом течения пленки перед влагозаборным устройством.

В ЛПИ проведены исследования эффективности внутриканальной сепарации через щели, расположенные в зоне входной кромки лопаток [Л. 65]. Опыты, выполненные на диафрагме, установленной за рабочим колесом при окружных скоростях $u = 200 \div 320$ м/сек, подтвердили достаточно высокую эффективность влагоудаления через такие щели (рис. 8-22,а). Эффективность щелей на входных кромках объясняется прежде всего увеличением потока падающих частиц влаги из-за расфазирования между скоростями пара и влаги по углу входа. При этом скорость пара на входе в сопловые решетки невелика, однако из-за большой нормальной составляющей скорости падения частиц влаги на входных участках сопл влага может дробиться и отражаться в поток.

Харьковский турбинный завод на натурных установках уже применяет внутриканальную сепарацию из зоны входных участков сопл (рис. 8-23,а). С целью повышения эффек-

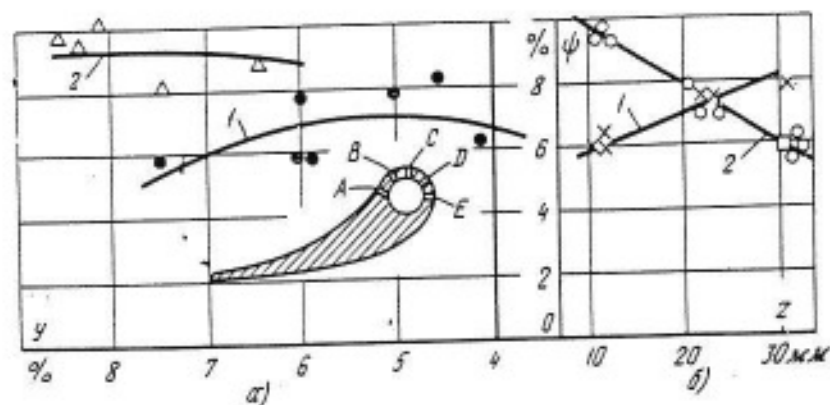


Рис. 8-22. Сепарирующая способность входной кромки сопловых лопаток (по данным ЛПИ).

а — зависимость коэффициента сепарации от влажности: 1 — работают щели А, В, С; 2 — работают все щели (осевое расстояние между рабочей решеткой предыдущей ступени и диафрагмой равно 47 мм); б — влияние осевого расстояния на эффективность влагоудаления; X — щель С; О — щель Е; □ — щель А.

тивности выпадения влаги на лопатки входной участок сопл выполнен удлиненным, а для снижения разбрызгивания и увеличения концентрации влаги в зоне щели сделано углубление. Такой способ влагоудаления через полые лопатки позволил ХТГЗ получить коэффициент сепарации через одну щель, равный примерно 8%, при номинальном режиме работы турбины (рис. 8-23, б).

Естественно, что эффективность внутриканальной сепарации на входных участках сопловых лопаток зависит от конструкции проточной части и режима работы ступени, а также от осевого расстояния между рабочей решеткой предыдущей ступени и соплом. На рис. 8-22, б показано изменение эффективности влагоудаления через различные щели при изменении осевого размера z в пределах от 10 до 32 мм. Увеличение z приводит к изменению условий входа влаги в сопловую решетку и по-разному влияет на коэффициент сепарации ψ для щелей С и Е.

Наряду с исследованиями влагоудаления с входных участков сопл особый интерес представляет изучение отсоса влаги через выходные кромки лопаток, так как в этом случае удается отвести наиболее вредную крупнодисперсную влагу. В МЭИ исследования кромочной сепарации были проведены на плоской решетке с полыми лопатками (характеристики лопаток см. в табл. 8-1). Выходные кромки лопатки № 5 разрезаны по всей высоте пакета.

Ширина щели составляла 0,8 мм при толщине кромки 1,6 мм. Опыты показали, что влияние начальной влажности на кромочную сепарацию аналогично сепарации через щели, расположенные на прямых участках спинки и вогнутой части лопаток (рис. 8-24, а, кривая 1). При этом полный отсос пленки достигался при небольших перепадах давления на щель ($\Delta p \geq 0,05$ кгс/см²). В опытах ЛПИ на экспериментальной турби-

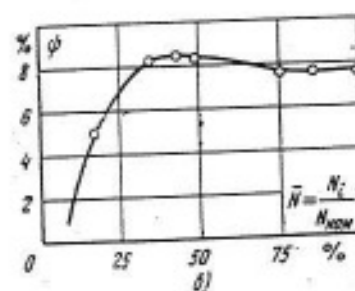
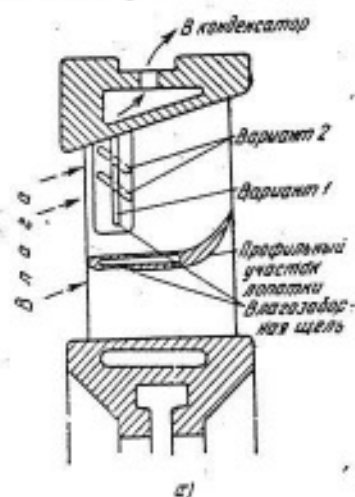


Рис. 8-23. Схема диафрагмы с полыми лопатками ХТГЗ (а) и зависимость эффективности внутриканальной сепарации от нагрузки турбины (б).

не была получена меньшая эффективность кромочной сепарации (кривая 3) при несколько больших значениях перепада давления на щель (кривая 4). Опыты ЛПИ проводились при больших значениях чисел Re и Ma . Щели выполнялись размером 1 мм.

Весьма интересные результаты были получены на многоступенчатой турбине (см. рис. 5-21,а), последняя диафрагма которой имела полые сопловые лопатки со щелями (рис. 8-24,б). Особенностью этих опытов является то, что эффективность внутриканальной сепарации определялась в натурных условиях, а влага отбиралась одновременно в общую камеру из щелей 0 (на выходной кромке) и 3 (на спинке в зоне горла). При этом положение щели 3 выбиралось исходя из условий равенства статического давления в обеих щелях. Размер щели на выходной кромке Δ составлял 0,8 мм при толщине кромки 1,8 мм, а размер щели 3 равнялся 1,2 мм. Щели располагались на периферии и имели одинаковую длину по высоте, приблизительно равную половине длины сопловой лопатки. Перепад давлений на щелях Δp менялся в пределах от 0,055 до 0,11 кгс/см². С ростом Δp эффективность влагоудаления увеличивалась, однако при $\Delta p > 0,08$ кгс/см² коэффициент сепарации увеличивался незначительно (менее чем на 0,5%). Вместе с вла-

гой через щели отводилась часть пара ($\Delta G = 0,3\%$). Такая система влагоудаления позволила в широком диапазоне режимных параметров довести коэффициент сепарации ψ до 6—10% (кривая 2 в рис. 8-24,а).

В сопловой решетке влага может быть удалена не только с поверхности сопловых лопаток, но также с внутреннего и внешнего бандажа диафрагмы, т. е. с торцевых поверхностей, где пленка и парокапельный слой участвуют во вторичных течениях. В МЭИ исследовались три типа торцевых щелей, расположенных вдоль линии тока пара, вблизи спинки лопаток (щели В и С, рис. 8-25). При этом эффективность щели А оказалась очень низкой, по-видимому, из-за перетекания жидкости (вследствие переменного по ее длине давления парового потока). Эффективность сепарации влаги через торцевые щели, расположенные по изобарам, сопоставима с эффективностью внутриканальной сепарации с поверхности сопловых лопаток. Включение в работу щели В приводит к уменьшению расхода жидкости, отводимой через щель С, причем степень этого влияния уменьшается с увеличением y_0 . Расход жид-

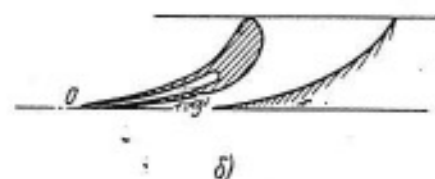
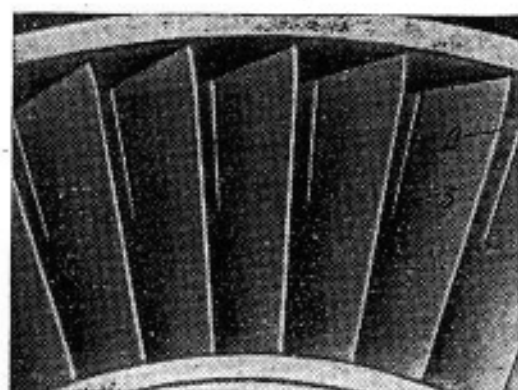
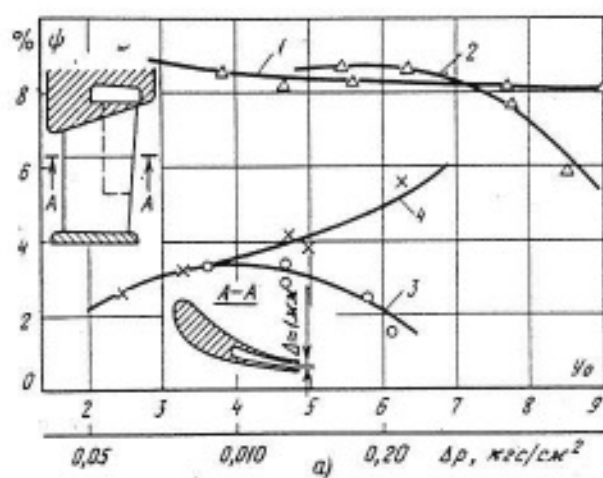


Рис. 8-24. Эффективность влагоудаления через выходную кромку сопловых лопаток. 1 — работает только щель на выходной кромке (сечение А-А, плоский сопловой пакет, $Ma=0,8$, $Re=6 \cdot 10^3$, $\alpha_0=12^\circ 30'$, опыты МЭИ); 2 — работают одновременно две щели: на выходной кромке и на спинке (схема расположения щелей показана справа) — последняя диафрагма в многоступенчатой турбине, см. рис. 5-21; 3 — сепарация через выходную кромку по данным ЛПИ, сечение А-А; $Ma=1,0-1,2$; $Re=(4+7) \cdot 10^3$; $\Delta p=0,1-0,15$ кгс/см²; 4 — влияние перепада давления на щель при $y_0=3\%$ (опыты ЛПИ).

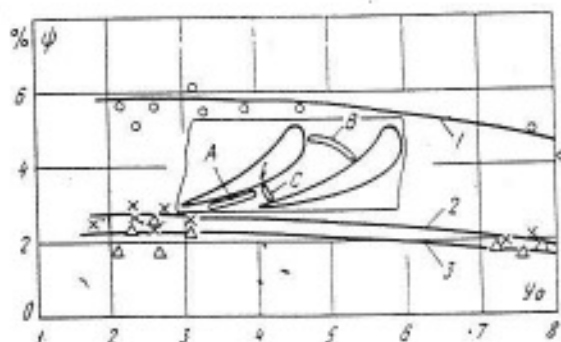


Рис. 8-25. Удаление влаги с торцевых поверхностей сопл.

1 — щель В; 2 — щель С; 3 — щель А; $Ma=0,8$, $Re=7,3 \cdot 10^3$.

кости на единицу ширины торцевых щелей оказывается выше, чем в соответствующих им по скорости пара сечениях лопаток, так как пленка влаги на торцевых поверхностях менее подвержена разрушению частицами влаги. Применение торцевой сепарации влаги оказывает влияние на расход влаги через щели, расположенные на спинке профиля, вследствие уменьшения вторичных течений. Таким образом, торцевая сепарация с расположением щели вблизи горла не только приводит к удалению некоторой части влаги, но и уменьшает долю крупнодисперсной влаги в сечении за сопловым аппаратом.

Исследования внутриканальной сепарации подтвердили возможность отвода влаги через щели незначительных размеров. Это объясняется тем, что толщины пленок и их скорости на поверхности сопловых лопаток невелики (гл. 3). Так, например, в опытах на плоском пакете (рис. 8-19) и на экспериментальной турбине эффективность влагоудаления через щели размером $\Delta=0,5$ мм и $\Delta=1,1$ мм была практически одинаковой. Однако в натурных турбинах из-за возможного заноса щелей солями их размер нужно задавать не менее 2 мм. Щель для кромочной сепарации должна быть не шире 1 мм (с целью снижения кромочных потерь).

Влияние режимных параметров на эффективность внутриканальной сепарации¹. Эффективность применения

внутриканальной сепарации должна определяться в первую очередь параметрами u/c_0 ; ε ; Re и y_0 .

В МЭИ исследовалась зависимость коэффициента сепарации ϕ от каждого из четырех перечисленных параметров в отдельности. Было отмечено существенное влияние числа Re на эффективность влагоудаления с поверхности сопловых лопаток (рис. 8-26). Естественно, что число Re влияет на характер течения жидкой фазы во всем сопловом канале, так как меняются сопротивление частиц влаги и соответственно «несущая способность» парового потока. С ростом числа Re в пределах канала будет происходить более интенсивное дробление крупных капель. Это приводит к снижению доли влаги, выпадающей на стенках канала. Одновременно изменяется энергия падающих частиц, а это влияет на интенсивность отражения влаги, т. е. на величину расхода жидкости в пленке.

От числа Re также зависит режим течения пленки на ее границе с паровым потоком. Рост касательных напряжений, обусловленный увеличением числа Re , повышает интенсивность срыва и уноса жидкости. Для тех участков поверхности лопаток, где пленка близка к потере устойчивости, этот процесс может вызывать существенное изменение расхода жидкости в ней.

На рис. 8-26 приведены результаты опытов, в которых расход жид-

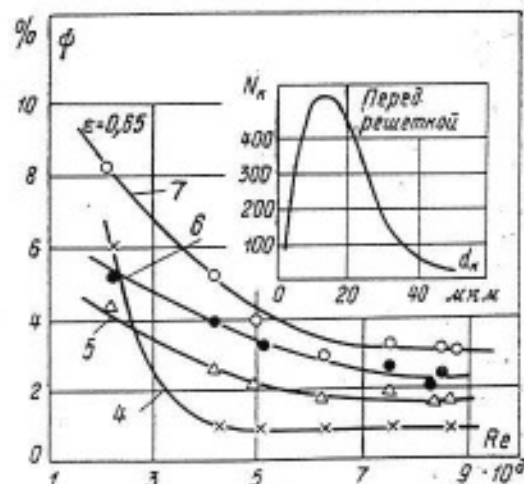


Рис. 8-26. Влияние числа Рейнольдса на эффективность внутриканальной сепарации. Номера кривых соответствуют номерам щелей (см. рис. 8-27).

¹ Опыты Ю. И. Абрамова.

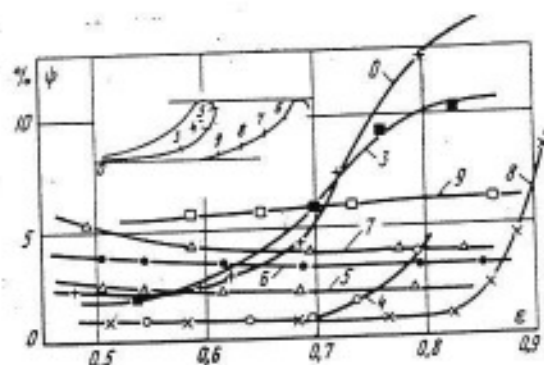


Рис. 8-27. Зависимость коэффициента сепарации ψ для различных щелей от отношения давлений $\varepsilon = p_2/p_0$ при $\bar{\tau} = 0,75$, $y_0 = 6\%$, $Re = 5,1 \cdot 10^5$.
Номера кривых соответствуют номерам щелей.

кой фазы в потоке оставался постоянным, а число Re изменялось. В этом случае эффективность внутриканальной сепарации определяется изменением напряжения трения на поверхности пленки и траекториями движения жидкой фазы в паровом потоке. Правда, результаты этих опытов могут отличаться от процессов в натурных турбинах, так как в установке МЭИ на входе в сопловой аппарат поступал влажный пар с размером частиц влаги 35—25 мкм, а число Re изменялось в ограниченных пределах. Все это не могло существенно повлиять на траектории движения влаги и на количество жидкости, выпадающей на поверхности лопаток, тем не менее даже принятое нами небольшое изменение числа Re приводит к искажению распределения жидкости в пленке по контуру профиля и соответственно влияет на эффективность влагоудаления через различные щели. В опытах выявлено влияние отношения давлений ε на эффективность влагоудаления (рис. 8-27). Оно проявляется особенно сильно для щелей 3 и 0, расположенных на участках с большими скоростями пара, в то время как щели 5—7, расположенные на участках с ограниченными местными скоростями пара, оказываются нечувствительными к изменению ε практически во всем исследованном диапазоне.

Влияние ε на внутриканальную сепарацию можно объяснить искажением поля скоростей паровой фазы в сопловом канале, что приводит

к иным условиям питания пленки и изменению напряжений трения на границе между пленкой и паром. Однако отмеченные изменения могут быть значительными только на участках с большими скоростями пара, так как при постоянных значениях y_0 и Re в области $\varepsilon \leq 0,85$ процесс изменения отношения давлений проходит практически при постоянном расходе жидкости через канал.

В опытах было отмечено также кризисное падение расхода в пленке на концевом участке вогнутой поверхности лопатки при увеличении скорости истечения из канала и постоянстве числа Рейнольдса. По мере уменьшения ε «кризис» перемещается от щели 8 (см. рис. 8-27) к выходной кромке лопатки, а также растет протяженность «сухого» участка спинки (щели 3 и 4), что качественно аналогично влиянию числа Re . С увеличением ε уменьшается снос паровым потоком отраженных частиц влаги, а также происходит смещение к выходной кромке лопатки границы участка сепарации этих частиц на спинке.

Естественно, что при сверхзвуковых скоростях из-за возникновения скачков уплотнения может существенно исказиться характер движения влаги в косом срезе канала, а соответственно изменится эффективность внутриканальной сепарации.

Опыты, проведенные в МЭИ на экспериментальной турбине (см. рис. 8-18), подтвердили справедливость выводов, полученных ранее в статических условиях на плоских пакетах. Полное согласование получено для первой диафрагмы, у которой на вход подавался влажный пар с равномерным распределением скоростей по высоте и отсутствовало рассогласование скоростей фаз по направлению.

Результаты опытов на второй диафрагме подтвердили существенное влияние на коэффициент сепарации режимных параметров предшествующей ступени и особенно влияние отношения скоростей (u/c_0). С увеличением скорости вращения рабочего колеса растет рассогласование скоростей фаз по направлению

и увеличивается угол входа частиц влаги в сопловый аппарат следующей ступени. По этой причине было отмечено уменьшение эффективности влагоудаления через щели, расположенные на вогнутой стороне лопаток (рис. 8-28). В этом случае зона повышенной концентрации жидкой фазы постепенно смещается к спинкам лопаток, чем обеспечивается возможность прямого сепарирования первичных частиц влаги. Смещение влаги к спинке лопаток определяет экстремальный характер зависимости $\psi = f(u/c_0)$ для щели 3. Однако возможен случай, когда входная кромка соседней лопатки будет экранировать рассматриваемый участок профиля, тогда эффективность влагоудаления в этой зоне на спинке лопатки снизится.

Естественно, что с ростом абсолютных значений окружных скоростей, а соответственно и ростом C_{2a} будут увеличиваться отражение и дробление частиц влаги, выпадающих на поверхность сопловых лопаток. По этой причине заводами и фирмами разрабатываются различные устройства, снижающие эффект отражения и уноса отраженных частиц (демпфирующие пластины, углубления и т. д.).

Влияние геометрических параметров сопловой решетки. Исследования на плоской сопловой решетке показали существенное влияние относительного шага $\bar{t} = t/b$ на эффективность внут-

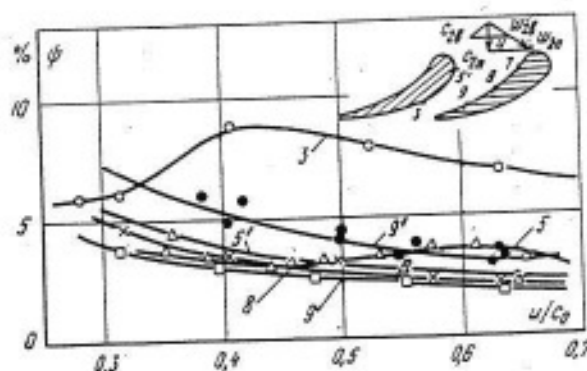


Рис. 8-28. Влияние отношения скоростей (u/c_0) на эффективность влагоудаления через различные щели. Опыты проведены на экспериментальной турбине МЭИ при $y_0 \approx 6\%$.

Номера кривых соответствуют номерам щелей: кривая 5' — опыты БИТМ на влажном воздухе; кривая 9' — опыты ЛПИ на влажном паре.

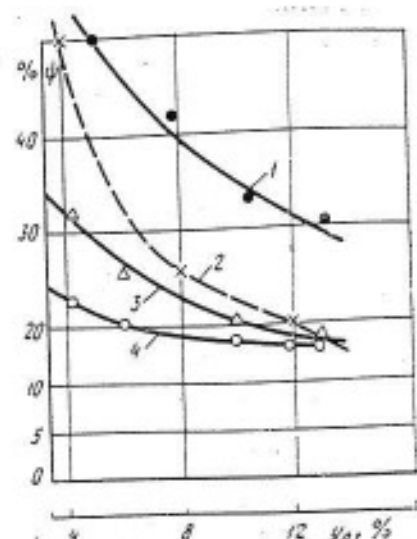


Рис. 8-29. Зависимость суммарной эффективности внутриканальной сепарации от шага сопловой решетки и начальной влажности $[Ma=0,82, Re=(5+5,4) \cdot 10^5]$.

1 — $\psi = f(y_0)$, $\bar{t} = 0,5$; 2 — $\psi = f(\bar{t})$; 3 — $\psi = f(y_0)$, $\bar{t} = 0,75$; 4 — $\psi = f(y_0)$, $\bar{t} = 1,0$.

риканальной сепарации¹. Изменение относительного шага осуществлялось за счет варьирования количества лопаток. Так, уменьшение $\bar{t}$ от 1,0 до 0,5 вызвало повышение эффективности внутриканальной сепарации через все девять щелей более чем в 2 раза (рис 8-29). Механизм изменения коэффициента сепарации в зависимости от шага сопловой решетки можно представить себе следующим образом. С уменьшением шага решетки возрастает площадь поверхности, приходящаяся на единицу объема канала; уменьшается количество жидкости, проходящей канал без контакта с его поверхностями, т. е. увеличивается доля влаги, которая может быть отведена через влагозаборные щели; изменяются условия течения пленки и меняется величина ее предельного наполнения; увеличивается конфузорность течения на вогнутой стороне канала и повышается устойчивость движения пленки.

Отклонение относительного шага решетки от оптимального, естественно, приводит к изменению траекторий движения отраженных частиц влаги в канале и к изменению эффективности различных щелей.

¹ Опыты Ю. И. Абрамова.

С уменьшением шага до $\bar{t}=0,5$ эффективность влагоудаления через щели 7—9 (рис. 8-19) становится соизмеримой. На спинке лопатки уменьшение шага смещает максимальное значение ψ от щели 3 к щели 4. Этот результат объясняется перемещением границы участка сепарации отраженных частиц влаги ко входной кромке лопатки, так как уменьшается расстояние между поверхностями канала.

Экспериментальные данные подтверждают интенсификацию внутриканальной сепарации влаги при уменьшении относительного шага решетки и показывают, что отвод влаги со спинки лопаток обычно превышает отвод влаги с вогнутой поверхности. Однако неопределенность кинематического состояния частиц отраженной влаги в момент их образования не позволяет оценить аналитическим методом количество влаги, переносимое за счет процесса «отражения» на спинке лопаток в каналах различных форм и размеров. Трудно оценить также влияние толщины пограничного слоя.

Приведенные выше исследования сопловых лопаток с хордой $b=72,5$ мм и опыты на плоском пакете сопловой решетки с увеличенной хордой лопатки $b=125$ мм (лопатка 4, табл. 8-1) подтверждают целесообразность влагоудаления со спинки лопаток, особенно при уменьшенных шагах. Тем не менее для различных турбинных ступеней, значительно отличающихся друг от друга по геометрическим параметрам ($\bar{t}$, α , форме профиля и др.), выбор расположения влагозаборных щелей должен производиться после экспериментальной проверки на натурных установках.

8-4. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ТУРБИННЫЕ СТУПЕНИ-СЕПАРАТОРЫ

Наряду с рассмотренными выше средствами удаления влаги из проточной части турбин в настоящее время известны и другие методы уменьшения вредного действия влаги. Так, например, еще в 1947 г. был предложен метод обогрева сопловых

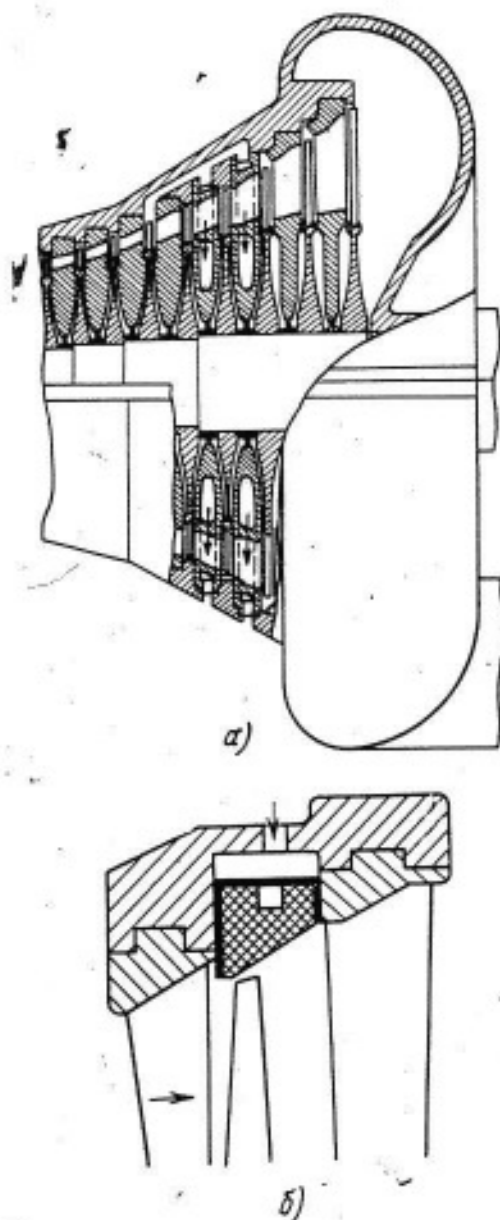


Рис. 8-30. Схемы подогрева пара в проточной части турбин.

а — обогрев полых сопловых лопаток паром; б — электрический обогрев периферии проточной части турбин.

лопаток (рис. 8-30, а). Обогрев лопаток осуществляется с помощью перегретого пара, который отбирается из предыдущих ступеней и направляется в полые сопловые лопатки. Проходя через полые лопатки, пар нагревает их и испаряет пленку влаги, текущую по поверхности сопл. Позднее фирмами СЕМ (Франция) и АЕИ (Англия) были запатентованы другие конструкции полых лопаток с обогревом. Отличительной чертой их является наличие внутри полых лопаток перегородки, поэтому пар, поступая с периферии лопаток, совершает поворот и отводится из

сопл. Однако обнадеживающие расчетные данные пока не получили экспериментального подтверждения, и в настоящее время данные об использовании метода испарения пленки влаги с поверхности сопл в литературе отсутствуют.

В последнее время появились также предложения производить подогрев влаги на периферийных поверхностях проточной части турбины (рис. 8-30, б). При этом испарение пленок с поверхности корпуса в местах установки подогревателя может осуществляться как с помощью пара более высоких параметров, так и с помощью электронагревателей. Однако для осуществления этих методов испарения влаги требуются увеличенные осевые расстояния и мощные нагревательные элементы.

С целью уменьшения эрозионного разрушения лопаток турбин используется метод разрушения пленок и крупных капель на мелкие частицы влаги дополнительным потоком пара. В турбинах завода «Замех» (ПНР) и фирмы AEI (Англия) уже применяется подача пара через щели выходных кромок полых направляющих лопаток для распыла и подсушки влаги за выходной кромкой (рис. 8-31, а). Подаваемый дополнительный пар испаряет пленку, текущую по поверхности лопаток.

Французская фирма SEM [Л. 110] предлагает подводить пар более высоких параметров в канал сопла через отверстия на вогнутой стороне полых лопаток для разрушения пленки и разгона крупных частиц влаги в потоке пара (рис. 8-31, б).

Распыление пленки на выпуклой стороне лопаток — предложение фирмы Джeneral Электрик [Л. 110] — может быть осуществлено путем переброса части пара с вогнутой поверхности лопатки к выпуклой (рис. 8-31, в). С этой целью недалеко от выходной кромки делаются продольные радиальные пазы, которые сообщаются через отверстия с другой стороной лопатки. Таким образом, пленка, образовавшаяся на вогнутой поверхности лопаток, собирается в пазах и сбрасывается через отверстия в зону меньших давлений

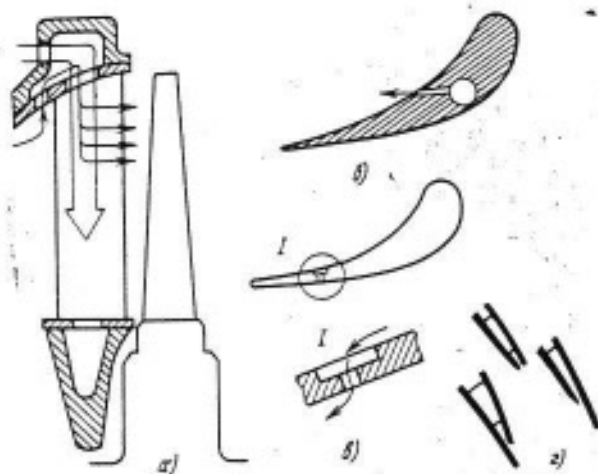


Рис. 8-31. Распыление пленки и крупных частиц влаги в соплах.

а — распыление паром пленки на выходных кромках сопел; б — распыление пленки на вогнутой части сопловых лопаток; в — распыление пленки на выпуклой части сопловых лопаток; г — возможные варианты исполнения выходных кромок полых лопаток.

на спинку, где дробится и уносится паровым потоком. Однако экспериментальные данные об эффективности такого метода распыления пленок и крупных капель пока не опубликованы.

Кроме рассмотренных методов уменьшения вредного действия влаги в турбинных ступенях, известны специальные сепараторы, встроенные непосредственно в корпус турбины между группами ступеней или в ресивер между цилиндрами. Такие сепараторы обладают высокой сепарирующей способностью и позволяют снизить потери по сравнению с выносными сепараторами. Они компактны, применение их может быть осуществлено без отсечных клапанов между цилиндрами, так как такие сепараторы не содержат больших объемов пара. Однако эффективность встроенных сепараторов пока остается ниже эффективности выносных. Так, например, фирма AEI применяет промежуточный сепаратор (рис. 8-32), встроенный непосредственно в проточную часть турбины, работающей с линии насыщения [Л. 172]. Эффективность такого сепаратора достигает почти 70% при влажности на входе в сепаратор $y_0 = 10,5\%$. В основу конструкции сепаратора положен принцип отделения влаги в закрученном потоке влажного пара. Пар после ЦВД вы-

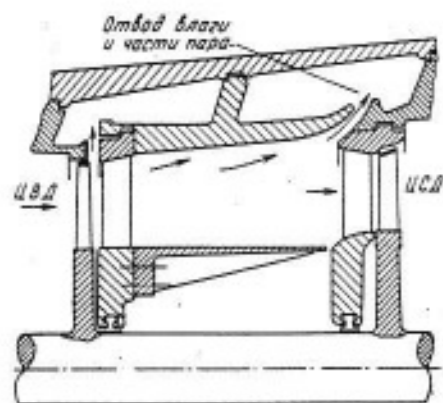


Рис. 8-32. Схема сепаратора фирмы АЕІ, встроенного в проточную часть турбины.

ходит через обычную диафрагму с небольшим углом α_1 в кольцевую камеру, которая имеет осевое расстояние, превышающее высоту сопловых лопаток почти в 2,5 раза. Увеличение осевого расстояния позволяет отсепарировать влагу к периферии, а далее с частью пара отвести ее из проточной части и направить в подогреватель. После сепарации дальнейшее расширение пара происходит в ЦСД. На входе в ЦСД установлена обычная диафрагма.

Интересны результаты оригинального сепаратора (рис. 8-33), встроенного в проточную часть турбины. Для сепарации влаги здесь используются два явления; во-первых, закрутка потока влажного пара, которая создается направляющим аппаратом (профиль сопла ТС-1А с углом $\alpha_1=13^\circ$); во-вторых, удаление влаги с помощью кольцевого сепаратора жалюзийного типа.

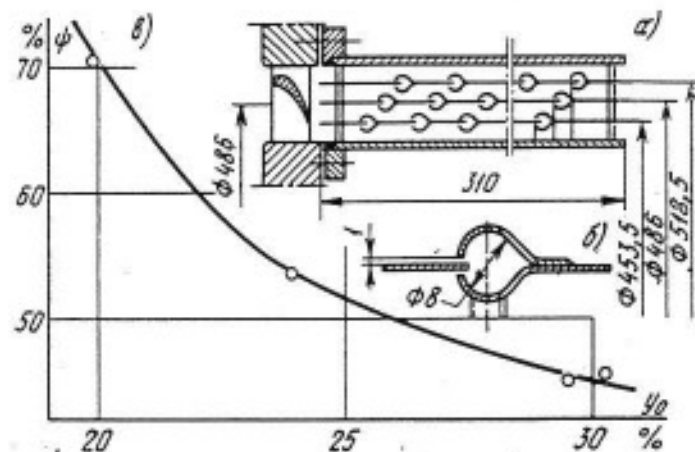


Рис. 8-33. Схемы (а, б) и эффективность (в) сепаратора, встроенного в проточную часть турбины.

При скорости истечения влажного пара из сопла $c_1=190$ м/сек в опытах были получены достаточно высокие значения коэффициента сепарации ϕ для начальной влажности $y_0<20\%$. Недостатком испытаний являлось то, что они проводились в условиях крупнодисперсной (форсуночной) влаги на входе, при равномерном распределении степени влажности по высоте и при отсутствии рассогласования скоростей фаз. Испытания показали существенное снижение ϕ при увеличении начальной влажности. Это объясняется прежде всего кризисными течениями пленки в жалюзийном сепараторе данной конструкции при $y_0>20\%$. Очевидно, дальнейшее совершенствование встроенного сепаратора такого типа позволит получить достаточно эффективное средство удаления влаги из проточной части турбин.

На рис. 8-34, а показан сепаратор циклонного типа, который предполагается встроить в турбину между ступенями. Сепаратор состоит из ряда сепараторов-цилиндров с завихрителями винтового типа [Л. 110], в которых происходит отделение влаги и удаление ее из проточной части турбины.

Фирма Паметрада (Англия) запатентовала специальную ступень-сепаратор (рис. 8-33, б), в которой за рабочей решеткой устанавливается кольцо с пазами или зубцами. Пар после рабочей решетки направляется к периферии, омывает вращающееся кольцо и далее опять возвращается в следующую турбинную ступень. В этом случае сепарация влаги происходит за счет поворота потока пара и действия центробежных сил.

Японской фирмой Мицубиси [Л. 110] рассматривается другая конструкция ступени-сепаратора. Ее особенностью является то, что на периферии направляющего аппарата отбирается часть наиболее влажного пара, которая, минуя рабочую решетку, направляется во влагоулавливающую камеру. Там происходит уда-

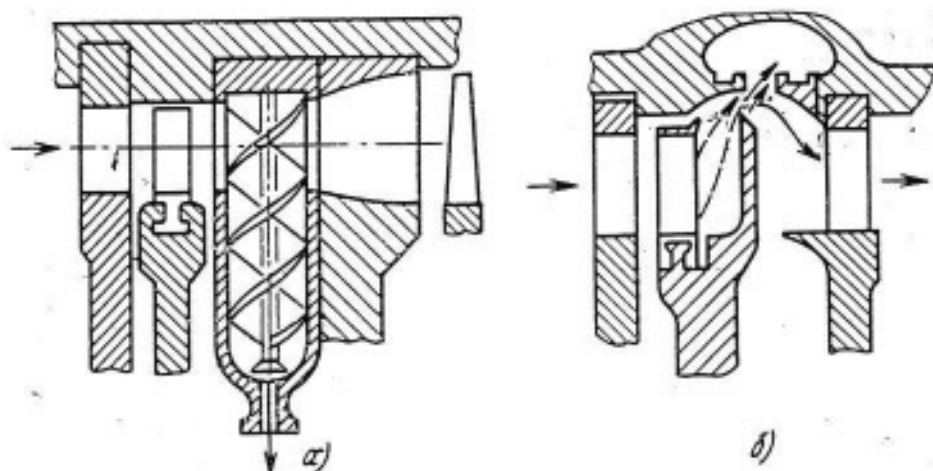


Рис. 8-34. Специальные внутренние сепараторы, встроенные в проточную часть турбины.

а — сепаратор фирмы Сименс; б — сепаратор фирмы Паметрада.

ление влаги, и далее осушенный пар поступает в следующую турбинную ступень.

Используя тот факт, что сепарирующая способность турбинных ступеней с уменьшением окружных скоростей увеличивается, В. Д. Венедиктов [Л. 24] предложил в качестве сепаратора биротативную турбину, у которой первая ступень выполнена тихоходной. Однако это предложение пока не нашло применения из-за сложности конструкции такой турбины.

Как было показано выше (гл. 3, § 8-1—8-3), повышению сепарирующей способности турбинных ступеней способствуют следующие мероприятия: уменьшение относительного шага рабочей решетки, применение профиля рабочей лопатки с $\beta < 90^\circ$, снижение значений чисел Re и Ma , увеличение осевого расстояния между сопловой и рабочей решетками, применение сопл с минимальным углом α_1 и др. С учетом названных факторов в МЭИ создана специальная турбинная ступень-сепаратор, которая устанавливается в проточной части турбины между ступенями или в качестве последней ступени ЦВД (рис. 8-35). Известно, что рабочая решетка с длинными закрученными лопатками у корня является хорошим сепаратором, так как на этом участке лопатки угол $\beta < 90^\circ$ и крупнодисперсная влага практически не проникает через рабочую решетку в зоне $I_p = 0,04 \div 0,4$. Поэтому ра-

бочая решетка турбинной ступени-сепаратора в зоне $I_p \leq 0,4$ выполняется как обычная решетка активного типа с оптимальными углами входа и выхода. В то же время на участке $I_p > 0,4$, на который приходится основная доля влаги, сепарирующая способность обычных периферийных сечений закрученных лопаток низка (из-за больших значений угла β). Поэтому рабочая лопатка ступени сепаратора на периферии имеет профиль с углом $\beta < 90^\circ$ и увеличенной хордой (уменьшенный шаг). Естественно, что в этом случае периферийные сечения работают в нерасчетном режиме, но обеспечивают высокую эффективность влагоудаления. Снижение экономичности такой ступени происходит в основном из-за ударного входа основного потока пара на периферии рабочей решетки и увеличения потерь с выходной скоростью.

С целью повышения экономичности установки направляющий аппарат следующей турбинной ступени выполняется с учетом поля скоростей на выходе из ступени-сепаратора, а угол α_1 самой ступени уменьшается к периферии. Уменьшение угла α_1 к периферии не только повышает к. п. д. ступени, но и приводит к росту коэффициента сепарации ψ в зазоре. Для повышения эффективности влагоудаления осевой зазор между сопловыми и рабочими лопатками выбирается увеличенным, а ступень проектируется на

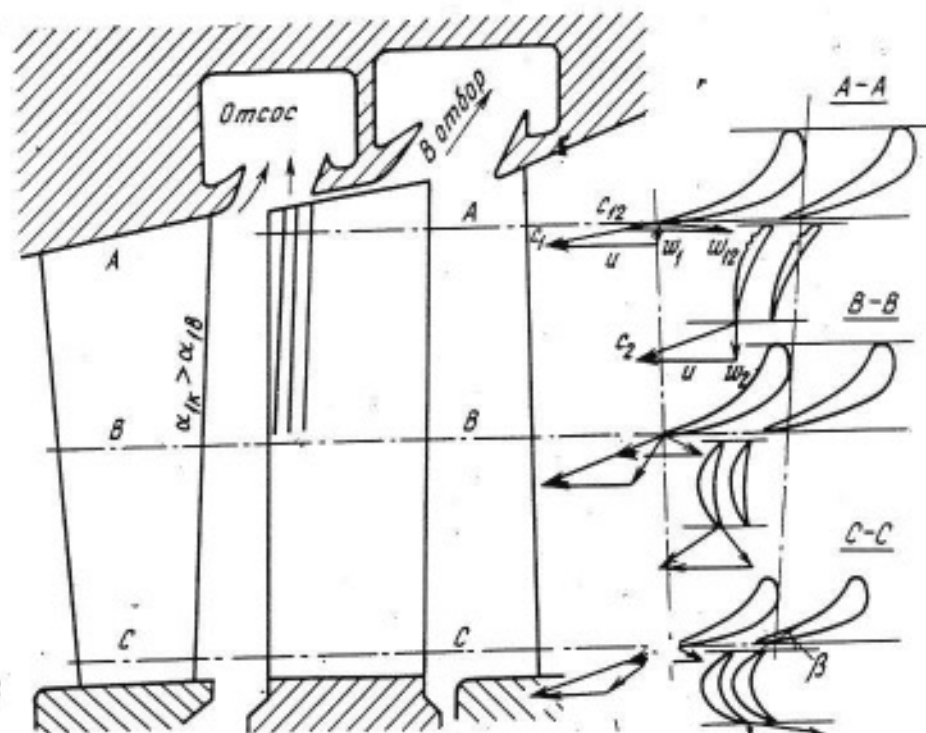


Рис. 8-35. Турбинная ступень-сепаратор МЭИ.

малые теплоперепады. Место расположения такой ступени желательно совместить с местом отбора пара (см. рис. 8-35).

Таким образом, турбинная ступень-сепаратор с повышенной сепарирующей способностью имеет такие же окружные скорости, как обычные турбинные ступени при несколько пониженном к. п. д. Дальнейшее повышение эффекта влагоудаления можно получить за счет снижения окружных скоростей. Это возможно в том случае, когда рабочее колесо ступени-сепаратора устанавливается на подшипниках в корпусе турбины, на диафрагме или на роторе. В этом варианте ступень-сепаратор не будет вырабатывать мощности, а частота вращения рабочего колеса определится соотношением мощностей корневых и периферийных сечений рабочей решетки. Безусловно, такая ступень будет обладать высокой сепарирующей способностью, однако конструктивное ее выполнение затруднительно.

Сепарирующая способность ступени-сепаратора увеличится, если в ней применить уже известные методы повышения эффективности влагоудаления: внутриканальную сепарацию,

шлицы на входных кромках рабочих лопаток и т. д.

На рис. 8-36 показан продольный разрез одного из вариантов ступени сепаратора и приведены результаты ее исследований на экспериментальной установке КТЗ. Ступень-сепаратор располагается после обычной ступени. Рабочие лопатки ступени-сепаратора активного типа ($\beta_1=21^\circ$, $\beta_2=21^\circ$), высотой $l_p=80$ мм, шириной $b=50$ мм и относительным шагом у корня $t_k=0,32$. Рабочая решетка выполнена с бандажом, который имеет отверстия для дренирования влаги.

На периферии ступени установлена развитая система влагоулавливающих камер, что позволило определить эффективность влагоудаления на каждом участке отдельно. Опыты проводились при окружных скоростях $u \leq 220$ м/сек и при изменении влажности перед ступенью от 0 до 13%. Исследования такой ступени-сепаратора подтвердили более высокую эффективность периферийной сепарации, чем у обычных турбинных ступеней, и меньшее изменение коэффициента сепарации в зависимости от u/c_0 . Однако с ростом u/c_0 (при $c_0=\text{const}$) ко-

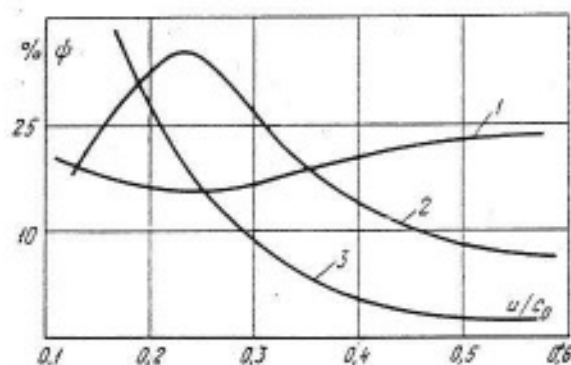


Рис. 8-38. Эффективность влагоудаления различных турбинных ступеней при $u_0 \approx 6\%$.

1 — центробежная турбинная ступень (см. рис. 8-37); 2 — осевая турбинная ступень активного типа с цилиндрическими лопатками ($d/l=8$; $l_2=50$ мм); 3 — осевая ступень с закрученными лопатками ($d/l=2,75$).

$d_k > 5$ мкм в принципе могут быть отведены с помощью влагоулавливающей камеры. В центробежной ступени с ростом ω вероятность удаления этих частиц влаги может увеличиваться, и наибольшей эффективности влагоудаления можно ожидать при $\alpha_{2a} = 90^\circ$. В этом случае основная доля влаги покидает рабочую решетку в направлении, близком к радиальному.

На рис. 8-38 приведены результаты исследований различных ступеней. В зоне оптимальных значений u/c_0 коэффициент сепарации ϕ для центробежной ступени (кривая 1) выше, чем для осевых ступеней. Поэтому в ряде случаев центробежная ступень представляется перспективной, так как она обладает повышенной сепарирующей способностью, а ее экономичность лишь незначительно уступает экономичности осевых турбинных ступеней. В то же время в зоне влажного пара снижение к. п. д. центробежной ступени меньше, чем у осевых ступеней.

Таким образом, центробежная ступень может быть использована как предвключенная ступень для уменьшения влажности пара перед группой осевых турбинных ступеней или может быть применена как турбинная ступень-сепаратор.

8-5. ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ СЕПАРАТОРЫ И СЕПАРАТОРЫ-ПЕРЕГРЕВАТЕЛИ

Наиболее надежным и эффективным средством удаления влаги являются специальные промежуточные

выносные сепараторы. В настоящее время практически все турбины АЭС имеют одну, а иногда и две ступени сепарации, которые обеспечивают влажность за сепаратором менее 1—2%. Выносные сепараторы — самостоятельные аппараты, которые располагаются вне корпуса турбины между цилиндрами. Обычно влажный пар после ЦВД по паропроводу подается в выносной сепаратор, где происходит течение пара при пониженных скоростях ($c < 20$ м/сек) через жалюзийные пакеты, поверхностные улавливатели или завихрители, в которых отделяется влага (рис. 8-39). Отведенная в сепараторе влага направляется на регенерацию или сбрасывается непосредственно в конденсатор, а осушенный пар поступает в ЦНД.

По принципу действия выносные сепараторы можно разделить на три типа: циклонные, сепарация в которых происходит за счет действия центробежных сил на частицы влаги в закрученном потоке влажного пара; поверхностные, которые имеют в качестве сепарационных элементов жалюзи, пластины различной конфигурации и сетки; пленочные сепараторы, осуществляющие отвод влаги за счет уменьшения скорости и изменения направления течения влажного пара.

Циклонные сепараторы были применены на первых АЭС фирмы Вестингауз. Они имеют несложную конструкцию, компактны, однако эффективность влагоудаления в них недостаточно высока. Применение специальных конструкций завихрителей, которые встраиваются в сепаратор, позволяет несколько повысить их эффективность.

Наиболее простой тип сепаратора — пленочный. В условиях крупнодисперсной влаги эффективность пленочных сепараторов может быть достаточно высока при небольших сопротивлениях по тракту. Однако в таких сепараторах скорость течения пара мала, поэтому они имеют большой объем и громоздки.

Наиболее широкое распространение получили выносные сепараторы поверхностного типа, в которых используется центробежный эффект

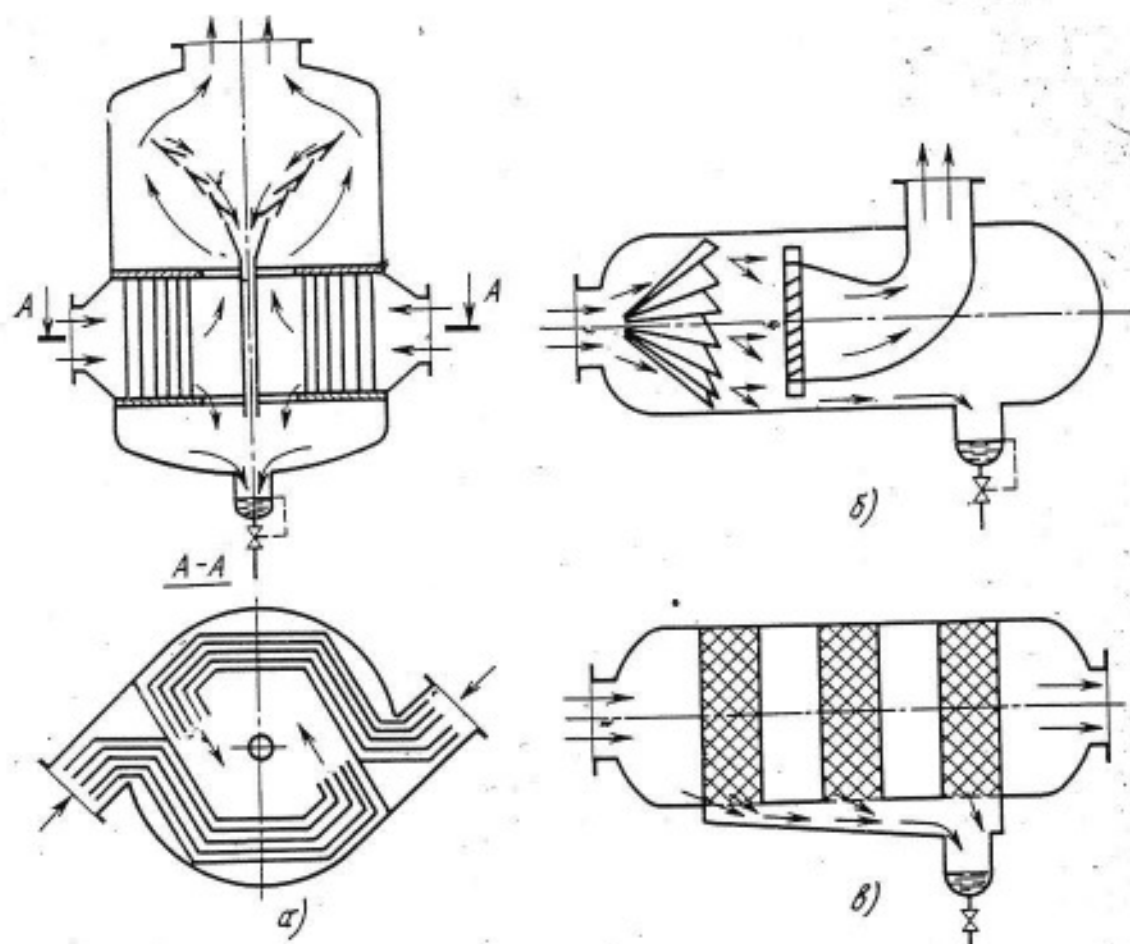


Рис. 8-39. Некоторые типы выносных сепараторов.
а, в — жалюзийные сепараторы; б — сепаратор циклонного типа с завихрителем.

за счет поворота пара между жалюзи. Эффективность влагоудаления в таких сепараторах может достигать 99,0%.

На рис. 8-40,а показана секция экспериментального выносного сепаратора фирмы Броун Бовери [Л. 222], состоящего из двух специальных пакетов, последовательно расположенных один за другим. Пакет 1 набран из тонких волнообразных пластин, образующих жалюзийную систему с небольшой перекрышей, в которой используется поверхностный эффект в сочетании с центробежным воздействием. Это позволяет отсепарировать частицы влаги, движущиеся по периодически изгибающимся линиям тока и оседающие на поверхности пластин. Образовавшаяся при этом пленка влаги стекает вниз во влагосборник. Пакет 2 состоит из прямых пластин со щелями. Щели позволяют улавливать и отводить

влагу из потока влажного пара, что приводит к уменьшению уноса жидкости с поверхности пластин и повышает эффективность влагоудаления.

Исследования сепаратора такой конструкции подтвердили весьма высокую степень удаления влаги. Однако, как и во всех известных ранее опытах, отмечено существенное влияние скорости течения двухфазной среды в каналах сепаратора на коэффициент сепарации ψ . Так, при скорости $c_v > 30$ м/сек эффективность влагоудаления резко снижается (рис. 8-40,б). Это объясняется срывом частиц влаги с поверхности пленок, образующихся на пластинах, т. е. вторичным увлажнением рабочего тела. Применение отсоса воздуха вместе с влагой привело к некоторому повышению эффективности влагоудаления и позволило получить более пологую зависимость $\psi = f(c_v)$, однако для

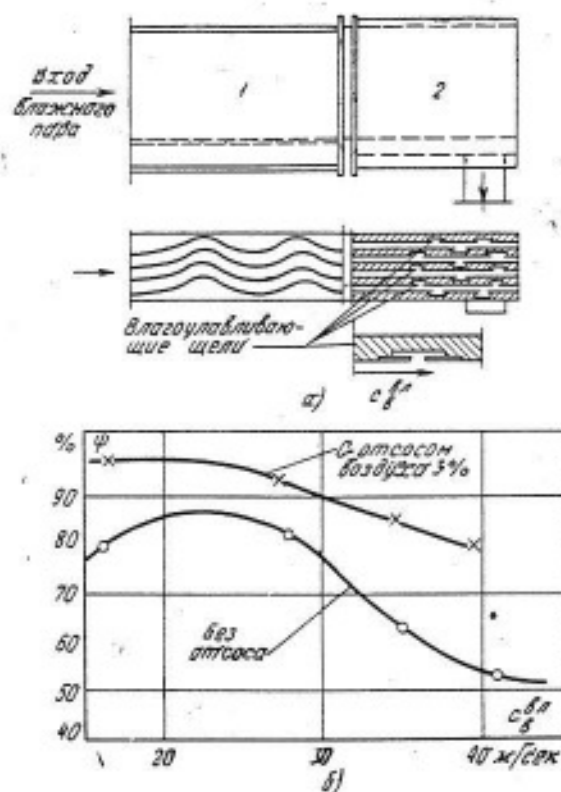


Рис. 8-40. Влияние скорости влажного воздуха на эффективность влагоудаления экспериментального выносного сепаратора. а — схема сепаратора; 1 — жалюзийный пакет; 2 — пакет пластин со щелями; б — $\psi = f(c)$.

этого потребовалось вывести во влагосборник 3% воздуха от всего расхода его через пакет.

В выносных сепараторах такого типа скорость течения влажного пара в жалюзийных каналах выбирается меньше критической (см. гл. 3), при которой начинается интенсивный унос влаги с поверхности пластины опять в поток и как следствие резкое снижение ψ (рис. 8-41, а).

Эффективность работы сепараторов, как видно на рис. 8-41, а, существенно зависит от плотности рабочего тела. Увеличение плотности рабочего тела вызывает как снижение сепарации влаги из основного потока жидкости, так и более интенсивный «захват» частиц влаги с поверхности пленки жидкости, поэтому значение критической скорости течения пара уменьшается.

Фирмой Мицубиси [Л. 195] были проведены испытания натурного выносного сепаратора при различных давлениях и скоростях потока влажного пара (рис. 8-41, б). Сепаратор был встроен в перепускные

трубы между цилиндрами турбины мощностью 738,6 Мвт, работающей с линии насыщения. В аппарате используется эффект оседания частиц влаги на поверхностях пластин, встроенных в сепаратор, за счет поворота потока пара. Это позволило получить достаточно высокую эффективность влагоудаления при скорости влажного пара до 20 м/сек. Здесь также отмечено существенное влияние скорости влажного пара и давления на коэффициент сепарации ψ . Так, например, увеличение давления на входе в сепаратор от 0,5 до 2,5 кгс/см² привело к снижению коэффициента сепарации более чем на 15%.

Для определения критической скорости при изменении режима сепаратора обычно используют соотношение критериев С. С. Кутателадзе [Л. 74]:

$$\frac{(c_{пл}^{пл})_{кр}}{(c_{пл}^{пл})_{кр}} = \frac{\left(\sqrt[4]{\frac{g^2 \sigma (\gamma' - \gamma'')}{(\gamma'')^2}} \right)_{p_1}}{\left(\sqrt[4]{\frac{g^2 \sigma (\gamma' - \gamma'')}{(\gamma'')^2}} \right)_{p_2}}$$

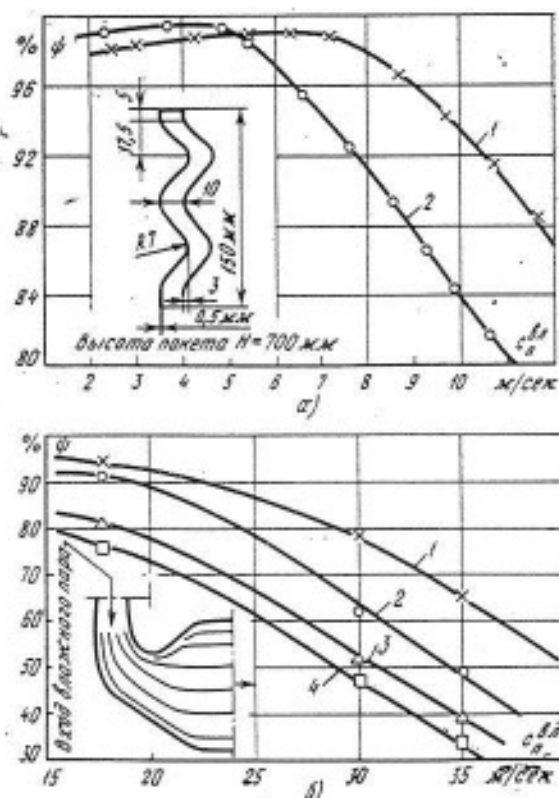


Рис. 8-41. Эффективность влагоудаления выносных сепараторов.

а — экспериментальный жалюзийный пакет ХТГЗ: 1 — $p = 1,5$ кгс/см²; 2 — $p = 3,5$ кгс/см²; б — выносной сепаратор натурной турбины фирмы Мицубиси: 1 — $p_0 = 0,5$ кгс/см²; 2 — $p_0 = 1$ кгс/см²; 3 — $p_0 = 1,5$ кгс/см²; 4 — $p_0 = 2,5$ кгс/см².

где $(c_{\pi}^{\text{ал}})^{\text{кр}}$ — критическая скорость влажного пара при давлении перед сепаратором p_1 ; $(c_{\pi}^{\text{ал}})^{\text{кр}}$ — то же при давлении p_2 ; σ — коэффициент поверхностного натяжения; g — ускорение силы тяжести; γ' и γ'' — удельный вес соответственно воды и пара. Таким образом, если известна критическая скорость $(c_{\pi}^{\text{ал}})^{\text{кр}}$ как функция σ , γ' , γ'' при определенном давлении p_1 , то по формуле (8-1) можно определить критическую скорость пара для другого начального давления p_2 .

Естественно, что сепарирующая способность выносных сепараторов зависит от режимных параметров (p_0 , y_0 , дисперсности влаги, $c_{\pi}^{\text{ал}}$ и т. д.) и геометрии рабочей части сепаратора (конфигурация жалюзи и завихрителей, ширина и высота пакета, относительный шаг пластин и др.). Однако в литературе практически отсутствуют данные о влиянии этих параметров и ограничена информация о конструктивном исполнении применяемых выносных сепараторов.

На рис. 8-42 в качестве примера показан выносной сепаратор фирмы Джeneral Электрик [Л. 147], установленный на АЭС Ойстер Крик (США). Сепараторы располагаются в виде отдельных аппаратов в машинном зале недалеко от турбины. На каждом турбогенераторе мощностью 640 Мвт устанавливается по четыре таких аппарата. Влагоулавливающие элементы сепаратора выполнены в виде гофрированных пластин толщиной 1,27 мм из нержавеющей стали. Корпус изготовлен из углеродистой стали толщиной 24 мм. Предполагается, что на номинальном режиме работы турбоагрегата влажность на выходе из сепаратора не превысит 1%. При частичных нагрузках эффективность влагоудаления ожидается еще более высокой.

На ХТГЗ на турбине К-70-29 впервые был применен выносной сепаратор жалюзийного типа, работающий при начальном давлении 2 кгс/см² и влажности 12,2%. При этом степень влажности пара на выходе из сепаратора меньше 1,0%.

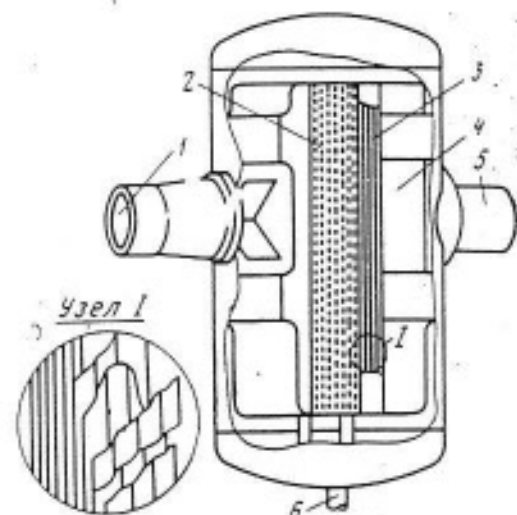


Рис. 8-42. Схема сепаратора АЭС Ойстер Крик.

1 — вход пара; 2 — дырчатый лист; 3 — жалюзийный пакет; 4 — перегородка; 5 — выход пара; 6 — дренаж влаги.

Суммарные потери в сепараторе и по тракту составляют около 7,5% начального давления перед сепаратором.

Выносные сепараторы могут по-разному компоноваться с турбиной в машинном зале. Они имеют горизонтальное и вертикальное расположение. Вертикальное расположение позволяет увеличить в 1,5—2 раза критические скорости пара в сепараторе, однако при этом эффективность сепарирующих элементов на входе в аппарат существенно снижается (по сравнению с горизонтальными сепараторами) из-за неравномерности скоростей влажного пара после паропровода.

С ростом начального давления перед турбиной, работающей с линии насыщения, в настоящее время уже не удастся обеспечить допустимой влажности в конце процесса расширения пара в ЦНД с помощью одного сепаратора. Поэтому применяется двукратная сепарация, что существенно усложняет схему и конструкцию и приводит к увеличению числа цилиндров установки.

В последнее время как на отечественных, так и на зарубежных АЭС применяются турбины с выносными сепараторами, совмещенными с перегревателями. Наличие перегревателя позволяет не только снизить конечную влажность пара после турбины, но и повысить экономичность

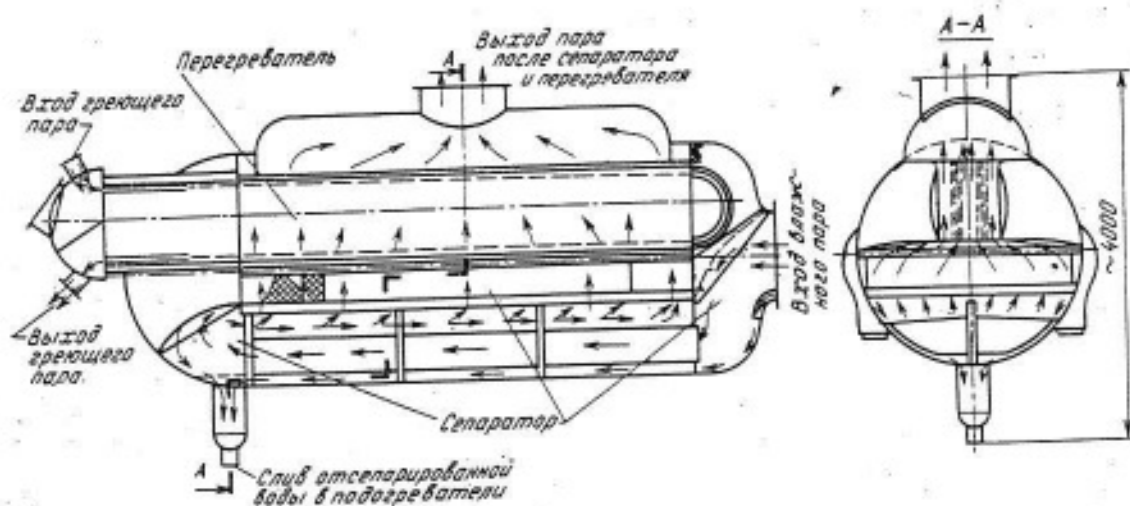


Рис. 8-43. Сепаратор-перегреватель.

установки. Обычно применяются перегреватели поверхностного типа.

Перегрев может производиться острым паром или теплоносителями первого контура. Перегрев теплоносителями первого контура для двухконтурной АЭС (см. § 9-1) обеспечивает большую тепловую экономичность, чем перегрев острым паром. Однако в этом случае необходимо увеличивать тракт активного теплоносителя или направлять пар после сепаратора в реакторный зал с последующим возвращением в ЦНД турбины, что приводит к значительным потерям давления. Поэтому влажный пар после сепаратора обычно перегревается отборным или острым паром.

Выносной сепаратор с перегревателем представляет собой самостоятельный аппарат, имеющий высокую сепарирующую способность. На рис. 8-43 приведена схема выносного сепаратора-перегревателя фирмы ВВС. В общем корпусе такого аппарата размещены сепаратор и перегреватель. Влажный пар после ЦСД направляется в систему сепарационных камер, расположенных в нижней части сепаратора-перегревателя, где происходит удаление влаги с поверхностей пластин и ее отвод в водоподогреватели. В верхней части сепаратора на входе в перегреватель продолжается удаление влаги, которое происходит здесь еще более интенсивно, чем в нижней части, за счет оседания частиц влаги на поверхностях сеток и комбинаций жа-

люзи. Далее пар поступает в перегреватель, который имеет обычную конструкцию (пучок труб). Греющий пар направляется по этим трубам и проходит через перегреватель дважды, осуществляя перегрев влажного пара до состояния выше линии насыщения. После сепаратора и перегревателя перегретый пар направляется в ЦНД.

Несмотря на высокую эффективность влагоудаления выносных сепараторов поверхностного типа, пока не удалось достичь скоростей влажного пара в них, превышающих 10—15 м/сек, поэтому такие сепараторы получаются громоздкими и дорогостоящими. Они заключают в себе большие объемы пара, способные привести к значительному разгону турбины в случае сброса нагрузки. Поэтому выносные сепараторы требуют установки дополнительных отсечных заслонок перед ЦНД. В то же время, несмотря на то, что сам сепаратор вызывает небольшие потери давления, суммарные потери в паропроводах и перегревателе колеблются в диапазоне от 6 до 12% (в зависимости от давления перед сепаратором).

В последнее время наряду с отработкой выносных сепараторов намечается тенденция повысить скорость и давление в сепараторах поверхностного типа, сделать их более компактными и встроить непосредственно в паропровод или в ресивер между цилиндрами турбины. Это позволит отказаться от применения

отсечных заслонок между цилиндрами. Однако эффективность таких сепараторов, как отмечалось в § 8-4, пока остается ниже, чем выносных.

8-6. ВЛИЯНИЕ СЕПАРАЦИИ ВЛАГИ НА ЭКОНОМИЧНОСТЬ ТУРБИН И РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА СЕПАРАЦИИ

Удаление влаги уменьшает эрозию проточных частей турбин и приводит к повышению к. п. д. установки. Все процессы расширения, которые находятся в i, s -диаграмме выше процесса 1-2-3 (рис. 8-44), будут более экономичными, даже в условиях уменьшения расхода рабочего тела за счет отвода отсепарированной влаги. Эффект от сепарации влаги определяется соотношением величины повышения к. п. д. группы ступеней, следующих за сепаратором, с одной стороны, и величины потерь давления в сепараторе и пропускных трубах — с другой, а также схемой использования тепла отсепарированной влаги.

Наибольший эффект можно получить сепарацией влаги из проточной части турбины, так как в этом случае отсутствуют потери в сепараторе, доля пара, отбираемого вместе с влагой, может быть невелика, а снижение к. п. д. из-за встроенных влагоулавливающих устройств обычно незначительно. При этом необходимо учесть, что отвод влаги и части пара в периферийных сечениях турбинных ступеней с большим углом раскрытия проточной части уменьшает отрыв потока и улучшает аэродинамические характеристики проточной части турбины, а использование тепла отсепарированной влаги в схеме регенеративного подогрева питательной воды повышает к. п. д. установки. Значительного улучшения к. п. д. турбинной ступени можно ожидать при удалении влаги с поверхности полых сопловых лопаток. Хотя количество отводимой

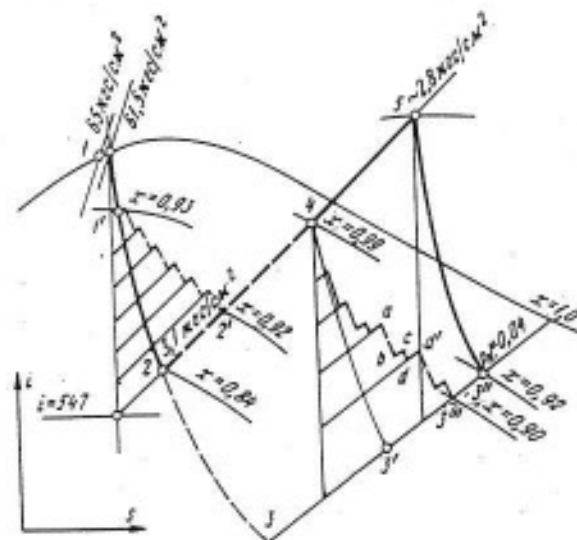


Рис. 8-44. Некоторые возможные процессы расширения пара в i, s -диаграмме для турбины К-500-65.

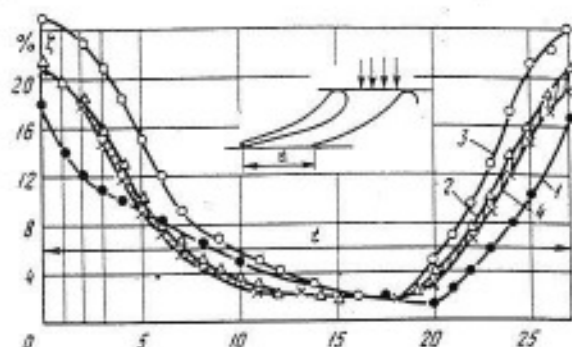


Рис. 8-45. Влияние внутриканальной сепарации на потери в сопловой решетке (профиль ТС-1А; $t=0,75$, $\Delta p=2,2$ мм).

1 — перегретый пар; 2 — $y_0=3,1\%$ (без влагоудаления); 3 — $y_0=4,3\%$ (без влагоудаления); 4 — $y_0=3,1\%$ (с отсосами влаги через щели).

влаги при внутриканальной сепарации невелико, однако, поскольку при этом отводятся крупнодисперсная влага или пленки, удаление 1% влаги приводит к повышению к. п. д. на несколько процентов. Однако при организации удаления влаги в соплах появляются дополнительные профильные (кромочные) потери от влагоулавливающих щелей, которые при неудачной конструкции влагоулавливателей могут быть значительными. Поэтому влияние отсоса влаги на потери через щели может быть определено только экспериментально. На рис. 8-45 показано распределение потерь энергии по шагу канала в среднем сечении плоской сопловой решетки. На перегретом паре наличие щелей приводит к некоторому увеличению профильных потерь энергии, однако при такой конструкции щелей увеличение потерь невелико и не превышает 1%. В то же время в области влажного пара эти дополнительные профильные потери снижаются. Основная доля дополнительных потерь приходится на щели, которые расположены на спинке сопловых лопаток и особенно в зоне косого среза, но эти щели как раз не очень эффективны для отвода влаги. Щели, расположенные на вогнутом участке конфузорного течения, хотя и вносят локальные возмущения, не приводят к значительному увеличению потерь. При включении отсоса влаги через щели потери энергии в сопле снижаются. При работе сопла в области влажного пара в местах повышенной концентрации влаги потери энергии возрастают. Так, например, в зоне кромочного следа отвод крупнодисперсной влаги существенно повышает экономическую эффективность внутриканальной сепарации.

Еще большее влияние внутриканальной сепарации на экономичность наблюдается в турбинной ступени (рис. 8-46, а, б). Естественно, что при работе ступени в области влажного пара происходит снижение к. п. д., пропорциональное степени влажности пара (кривая 3). Однако включение отсоса влаги через три щели соплового аппарата (см. рис. 8-18) позволило удалить около 18% жидкости. Это в свою очередь привело к повышению к. п. д. одиночной ступени на 2,2%, что соответствует повышению

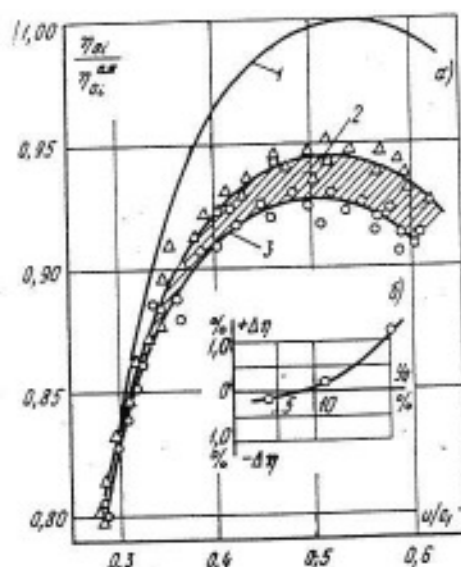


Рис. 8-46. Изменение к. п. д. турбинной ступени при отсосе влаги с поверхности сопловых лопаток.

а — опыты МЭИ: 1 — перегретый пар; 2 — $y_0=7\%$ (с отсосом влаги с вогнутой поверхности сопловых лопаток); 3 — $y_0=7\%$ (без влагоудаления); б — повышение к. п. д. турбинной ступени при внутриканальной сепарации с ростом начальной влажности (опыты БИТМ).

мощности турбины более чем на 1%. Повышение экономичности турбинной ступени произошло за счет уменьшения потерь энергии на разгон влаги, сорвавшейся с поверхности и выходных кромок сопловых лопаток, а также за счет уменьшения потерь энергии на удар влаги о рабочие лопатки. Влияние внутриканальной сепарации на η зависит от u/c . Действительно, как уже отмечалось, в [Л. 44], при малых окружных скоростях ($u/c_0 < 0.3$) потери, связанные с отклонением угла входа влаги на рабочие лопатки от расчетного, незначительны. Однако при $u/c_0 > 0.3$ эти потери возрастают интенсивно и становятся определяющими.

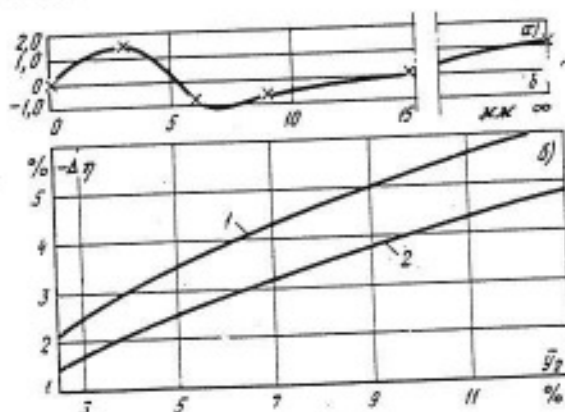


Рис. 8-47. Зависимость экономичности многоступенчатой турбины от влагоудаления. а — влияние величины осевого зазора за последней диафрагмой четырехступенчатой турбины (опыты ХТГЗ); б — влияние периферийной сепарации на к. п. д. турбины: 1 — изменение к. п. д. турбины в зависимости от приведенной влажности при неудачной организации периферийной сепарации; 2 — то же после модернизации влагоудалляющих устройств.

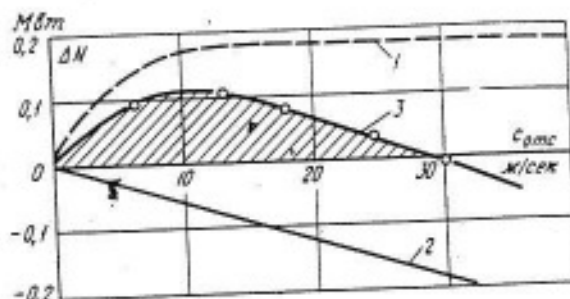


Рис. 8-48. Изменение мощности турбины МК-30 ($N=23,5 \text{ Mwt}$) в зависимости от скорости отсоса пароводяной смеси (опыты ХТГЗ).

1 — приращение мощности за счет влагоудаления; 2 — потери из-за отсоса пара; 3 — действительное изменение мощности.

Конечно, в других условиях в зависимости от количества отводимой влаги, начальной влажности, дисперсности, геометрических характеристик и других факторов влияние внутриканальной сепарации на к. п. д. может быть иным. Так, в опытах БИТМ [Л. 143] повышение к. п. д. одиночной ступени за счет внутриканальной сепарации отмечалось лишь при $y_0 > 6\%$ (рис. 8-46, б).

Следует учесть, что в многоступенчатых турбинах удаление влаги с поверхности сопловых решеток не только повышает к. п. д. тех ступеней, в которых отводится влага, но и вызывает соответственно повышение экономичности всех последующих ступеней.

На ХТГЗ были проведены исследования влияния периферийной сепарации на к. п. д. установки (рис. 8-47, а). Влага отводилась из осевого зазора между диафрагмой и рабочей решеткой последней ступени модельной многоступенчатой турбины. В результате опытов было получено повышение к. п. д. группы ступеней до 1,5%. При этом было отмечено, что с увеличением размера влагозаборной щели эффект повышения к. п. д. снижался, и лишь при полном открытии рабочей решетки вновь происходило улучшение экономичности установки.

На рис. 8-47, б показано влияние периферийной сепарации на экономичность многоступенчатой быстроходной турбины при постоянном отношении давлений и переменном начальном перегреве (влажности) пара. Во всем диапазоне изменения приведенной конечной влажности группы турбинных ступеней наблюдается уменьшение потерь от влажности (кривая 2) за счет организации периферийной сепарации.

Сепарация влаги над рабочей решеткой может сопровождаться значительными отсосами пара, что в свою очередь приводит к снижению к. п. д. турбины. Поэтому экономическая эффективность периферийной сепарации имеет оптимум, величина которого зависит от количества отсасываемой пароводяной смеси. Так, например, в опытах ХТГЗ (рис. 8-48) на двухпоточной турбине мощностью 30 Mwt каждый поток имел по четыре ступени, работающих в об-

ласть влажного пара, отсос пароводяной смеси только за второй ступенью позволил получить повышение мощности более чем на 0,5%. Это приращение мощности получено, естественно, за счет повышения экономичности последующих двух ступеней и соответствует повышению их мощности при этом режиме почти на 1%, но дальнейшее увеличение отсоса пароводяной смеси привело к снижению экономической эффективности периферийной сепарации. При отсосе пара в количестве более 1,4% общего расхода мощность установки уменьшилась, так как количество отводимой влаги с ростом отсоса пара возросло незначительно.

Как отмечалось выше, при сепарации влаги в основном отводится крупнодисперсная влага, поэтому удаление 1% влаги может привести к повышению к. п. д. на несколько процентов (по данным ХТГЗ — на 2—4%).

Таким образом, сепарация влаги может существенно повлиять на экономичность установки, и, если проточная часть турбины выполнена со специальными сепарационными камерами, необходимо в расчетах учитывать отводимую в сепараторах влагу.

Количество отводимой влаги Δu_0 можно определить по формуле

$$\Delta u_0 = x_d - x_a = \psi u_0 \quad (8-2)$$

(см. рис. 8-44).

Коэффициент сепарации, как отмечалось выше, существенно зависит от геометрических размеров и режимных параметров ступени, поэтому аналитический расчет коэффициента сепарации затруднителен. Ниже приведен метод расчета коэффициента сепарации по обобщенным экспериментальным зависимостям.

В том случае, если предусмотрена только сепарация из пространства над рабочим колесом (камеры I и II, рис. 8-49), коэффициент сепарации ψ' для камеры оптимальных размеров приближенно можно определить по графику зависимости коэффициента ψ' от абсолютного давления p_2 за ступенью. С ростом давления (увеличением числа Re) количество влаги, падающее на вращающиеся лопатки, уменьшается, а коэффициент ψ' падает. С ростом верности θ коэффициент сепарации снижается из-за уменьшения густоты и кривизны лопаток рабочих решеток, увеличения окружных скоростей и роста числа Re. Все эти факторы увеличивают унос капель потоком пара и уменьшают ψ' . Графики, приведенные на рис. 8-49, построены при оптимальных размерах влагуоулавливающих камер (оптимальных с точки зрения эффективности сепарации и экономичности ступени):

$\Delta B_1/B_2 \approx 0,07$; $\Delta B_2/B_2 \approx 0,10$; $\Delta S_1/l_2 \approx 0,05$; $\Delta r/l_2 = 0$; $\Delta S_2/l_2 \approx 0,07 \div 0,15$ (большие значения $\Delta S_2/l_2$ принимаются для ступеней с малыми высотами лопаток).

Если ступень имеет бандаж, то его рекомендуется выполнять так, чтобы входные и выходные кройки были открыты на величину $\Delta B_1/B_2 = 0,07$ и $\Delta B_2/B_2 \approx 0,1$. Иногда

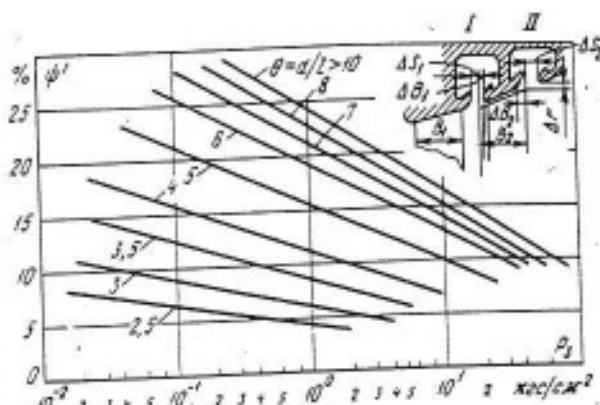


Рис. 8-49. Влияние давления пара на коэффициент сепарации влаги при $u/c_0 = 0,5 \div 0,55$ и различной верности.

на рабочих лопатках выполняются шлицы (см. рис. 8-9), повышающие эффективность отвода влаги в камеру I (рис. 8-49). В этом случае в расчет вводится поправка $k_{ш}$, учитывающая рост коэффициента сепарации (рис. 8-50,а). Для ступеней малой верности эта поправка мала, так как в таких ступенях обычно угол входа $\beta < 90^\circ$ (рис. 8-6), и действием кориолисовых сил пленка интенсивно сбрасывается с поверхности лопаток против потока.

Если камера I (рис. 8-49) вообще отсутствует, то коэффициент сепарации ψ будет меньше на величину поправки k_1 (рис. 8-50,б). Здесь также с уменьшением верности ступени уменьшается суммарный коэффициент сепарации. Это объясняется тем, что в ступенях с большими θ значительная доля влаги сбрасывается с вращающихся лопаток в камеру II.

Существенное влияние на коэффициент сепарации оказывают геометрические размеры влагуоулавливающей камеры (ширина влагуотводящих каналов ΔS_1 и ΔS_2 , рис. 8-50,в, открытие торцов поверхности лопаток ΔB_1 и ΔB_2 , радиальная перекрышка Δr и другие параметры). Влияние некоторых геометрических размеров на коэффициент ψ показано на рис. 8-50,г.

Величину отсоса пара из камер I и II рекомендуется принимать минимальной, не превышающей 0,5%. Величина отсоса пара определяется как отношение расхода отводимого пара ΔG к суммарному расходу G . Отсос ΔG предусматривается только для эффективного отвода влаги из камер I и II в регенеративный подогреватель или конденсатор ($\Delta G/G$ выбирается равным примерно 0,005). Влияние отсоса пара на коэффициент сепарации в расчетах не учитывается. Однако в ступенях, где предусмотрен регенеративный отбор, при определении коэффициента ψ следует вводить поправку $k_{\Delta G}$ (рис. 8-50,д). Увеличение коэффициента сепарации с ростом ΔG объясняется тем, что поток отбираемого пара препятствует возврату влаги из сепарационных камер обратно в проточную часть турбины; кроме того, отбираемый с периферии лопаток пар содержит существенно больше влаги, чем остальная часть потока. Ширину влагуотводящего канала $(\Delta S_2 + \Delta B_2)$ целесообразно

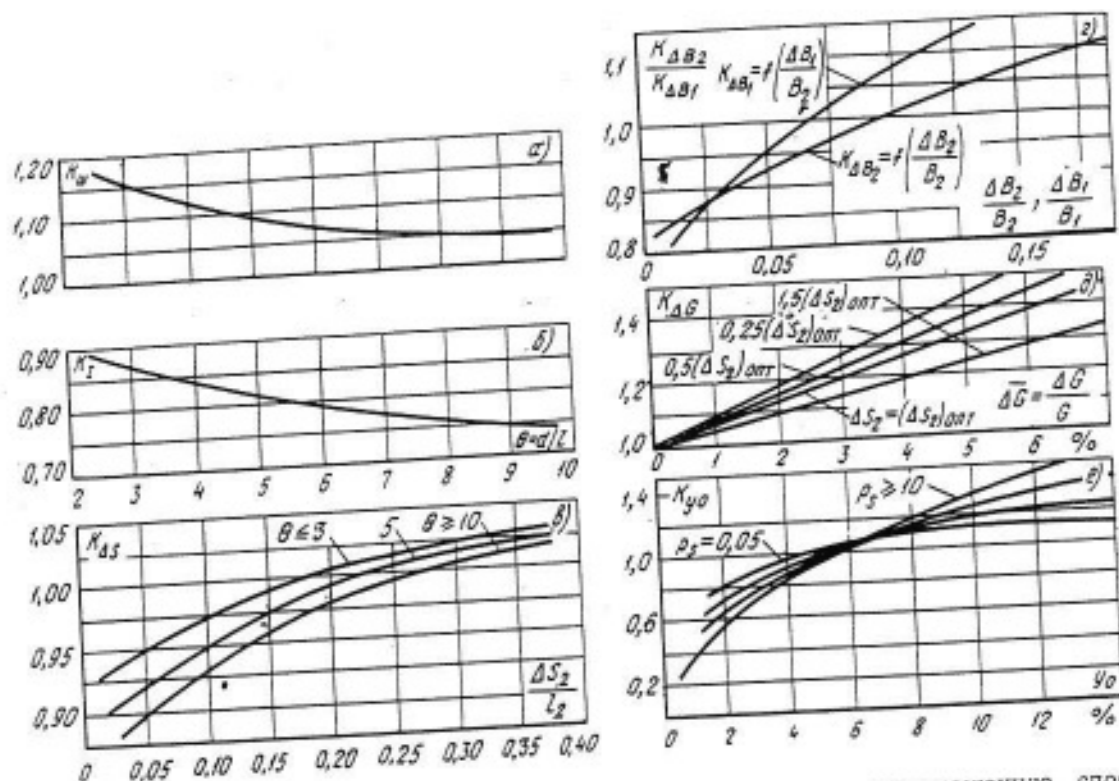


Рис. 8-50. Влияние режимных и геометрических параметров на сепарирующую способность турбинной ступени.

оставлять такой же, как и в ступенях без отбора пара. В том случае, когда размер влагоотводящего канала ΔS_2 выполнен неоптимальным, величина поправки $k_{\Delta G}$ будет иной. С уменьшением ширины канала будет возрастать скорость отсасываемого пара и увеличиваться коэффициент сепарации. Однако снижение отвода влаги из-за отклонения размера канала от оптимальной величины является более существенным, и поэтому специально уменьшать ширину канала не рекомендуется.

Весьма сильное влияние на коэффициент сепарации оказывает начальная влажность пара перед ступенью. При постоянной дисперсности двухфазной среды рост начальной влажности обычно уменьшает коэффициент сепарации. Однако в реальных многоступенчатых турбинах дисперсность

среды зависит от y_0 . С ростом y_0 размер капель увеличивается, что приводит к улучшению сепарации. Поправка k_{y_0} на начальную влажность y_0 при различном давлении насыщенного пара p , определяется по графику, приведенному на рис. 8-50,е.

Увеличение суммарного коэффициента сепарации может быть достигнуто за счет применения внутриканальной сепарации — отсоса влаги в полые сопловые решетки. Предполагается, что влагоотводящие камеры с шириной щели $\Delta = 2$ мм для коротких лопаток располагаются по всей их длине, а для длинных — занимают лишь 1/3 высоты (в периферийной части). С ростом верности доля отсепарированной влаги в сопловых решетках возрастает.

Расчет внутриканальной сепарации вызывает значительные трудности, связанные с кризисными явлениями при течении пленки. Кроме того, в настоящее время накоплено недостаточно экспериментальных данных о влиянии режимных и геометрических параметров на коэффициент сепарации. По этим причинам не разработаны пока даже приближенные методы расчета. На основании уже имеющихся экспериментальных исследований сепарации с учетом поправок на дисперсность может быть рекомендован графический метод расчета. Величина коэффициента внутриканальной сепарации ψ представлена на рис. 8-51,а, где дана ее зависимость от абсолютной скорости за сопловой решеткой для наиболее характерных щелей при давлении за сопловой решеткой, равном $0,5 \text{ кгс/см}^2$. Учет изменения давления производится с помощью поправочного коэффициента k_p (рис. 8-51,б).

Таким образом, расчет суммарного коэффициента сепарации и количества отве-

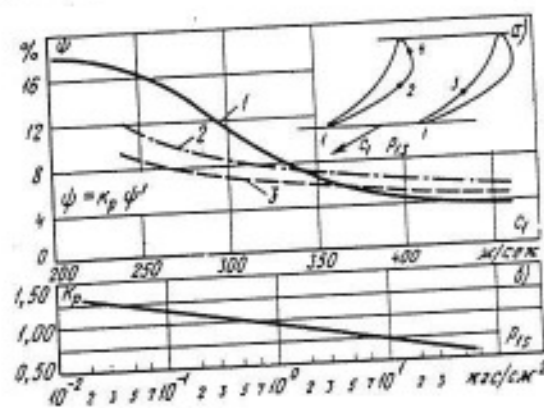


Рис. 8-51. Изменение коэффициента внутриканальной сепарации в зависимости от скорости истечения пара (а) и влияние на него давления в зазоре ступени (б).

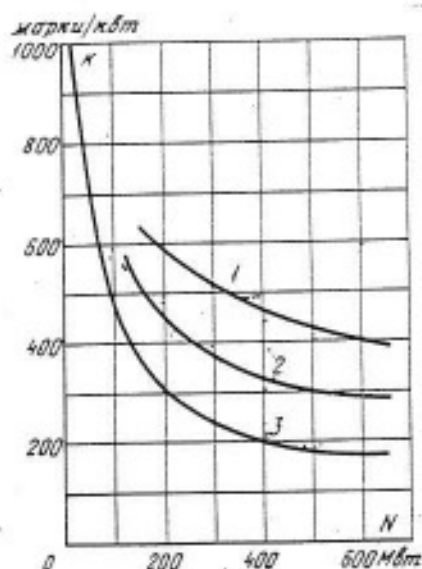


Рис. 9-2. Удельные затраты (в марках ФРГ) на установленный киловатт в зависимости от единичной электрической мощности.

1 — реакторы на быстрых нейтронах; 2 — реакторы с графитовыми замедлителями; 3 — водо-водяные и кипящие реакторы.

ют АЭС с водо-водяными и кипящими реакторами.

Преобладающий ввод станций с реакторами на тепловых нейтронах с ураном-235 объясняется тем, что эти станции наряду с производством электроэнергии дают некоторое количество нового ядерного горючего — плутония, необходимого для создания начальной топливной базы для станций с реакторами на быстрых нейтронах. «Быстрые» реакторы заряжаются плутонием и ядерно-пассивным ураном-238, запасы которого практически неограниченны. Энергия получается за счет деления ядер плутония, при этом часть образующихся нейтронов поглощается ураном-238, и он превращается в плутоний. Процесс образования нового плутония идет быстрее, чем деление исходного, что позволяет накапливать плутоний длительно для пуска новых реакторов.

Необходимо отметить также значительный рост единичных мощностей блоков АЭС. Средняя мощность реакторов к началу 1969 г. составляла величину порядка 150 Мвт, а в период с 1969 по 1973 г. она будет составлять уже 600 Мвт. Мощность отдельных блоков будет превышать 1000 Мвт [Л. 184].

Строительство АЭС в СССР в ближайшее время будет базироваться на реакторах двух типов — корпусного и канального. Корпусной реактор представляет собой стальной сосуд, внутри которого размещается активная зона, состоящая из объединенных в кассеты циркониевых трубок с двуокисью урана. Охлаждающая вода, являющаяся одновременно замедлителем, прокачивается в двухконтурных схемах под давлением 120—180 кгс/см², в кипящих одноконтурных — под давлением 60—80 кгс/см². В канальных реакторах топливные элементы размещаются в трубах, через которые вода прокачивается под давлением. Большие мощности (свыше 1 тыс. кВт) проще получить в реакторах канального типа. При меньших единичных мощностях корпусные реакторы требуют меньших капитальных затрат. Их доля в общем строительстве АЭС в СССР в ближайшее пятилетие составит приблизительно треть, остальные две трети будут составлять АЭС с канальными реакторами [Л. 95].

Накопленный к настоящему времени опыт строительства и эксплуатации АЭС, а также значительный рост мощностей отдельных блоков и станций в целом позволили снизить себестоимость вырабатываемой на АЭС электроэнергии до уровня, достигнутого на обычных ТЭС, работающих на органическом топливе. Предполагается, что в ближайшие 2—3 года себестоимость электроэнергии АЭС для некоторых районов будет ниже себестоимости электроэнергии ТЭС. В этой связи прогнозы на ближайший период по вводу новых мощностей на АЭС являются довольно оптимистичными. На рис. 9-3 представлена перспектива развития АЭС и темпов роста ввода новых агрегатов на ближайшие 40 лет [Л. 218]. Развитие АЭС предполагает широкое внедрение реакторов на быстрых нейтронах, позволяющих использовать природный уран и обладающих важным свойством расширенного воспроизводства ядерного горючего.

Наиболее простая одноконтурная схема, в которой контуры теплоно-

сителя и рабочего тела совпадают, представлена на рис. 9-4,а. Рабочее тело — водяной пар — производится непосредственно в реакторе 1, проходит этап сепарации в барабане-сепараторе 1 и направляется в турбину 2. Эффективность сепарации здесь весьма высока, и на входе в турбину поступает пар при степени сухости, близкой к единице ($x \rightarrow 1$). Пар после расширения в турбине и конденсации в конденсаторе подается с помощью питающего насоса 4 опять в реактор. Одноконтурная схема проста и экономична, однако рабочее тело обладает повышенной радиационной опасностью. Это обстоятельство приводит к необходимости применения двухконтурных схем [Л. 83].

Двухконтурная схема АЭС (рис. 9-4,б) имеет дополнительный контур — контур теплоносителя и парогенератора 5. Обычно первым контуром называют контур теплоносителя, а вторым — контур рабочего тела. Оба контура являются замкнутыми, и обмен теплом между теплоносителем и рабочим телом происходит в парогенераторе. В первом контуре в качестве теплоносителя используется вода; могут быть применены также органические жидкости или газы. Теплоноситель в первом контуре прокачивается с помощью циркуляционного насоса или с помощью газодувки. Естественно, что двухконтурная схема требует больших капиталовложений и имеет ряд недостатков по сравнению с одноконтурной схемой.

Экономичность двухконтурной станции при прочих равных условиях всегда меньше, чем одноконтурной. Следует, однако, отметить, что стоимость второго контура и парогенератора соизмерима со стоимостью биологической защиты в одноконтурной схеме. Поэтому капитальные затраты на станции с водоводяными двухконтурными реакторами под давлением и на станции с кипящими одноконтурными реакторами приблизительно соизмеримы.

Стремление получить пар с перегревом над линией насыщения привело к применению не полностью двухконтурной схемы (рис. 9-4,в).

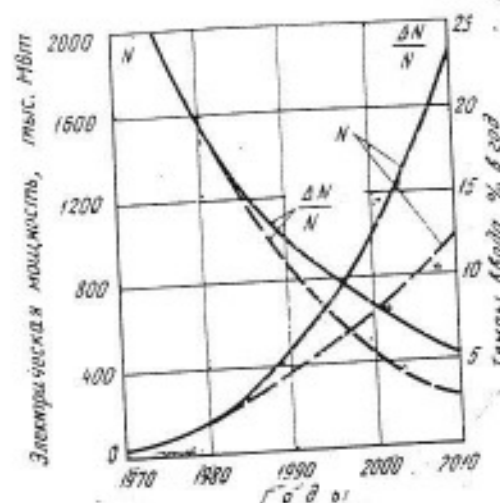


Рис. 9-3. Перспективы ввода установленной мощности на АЭС и темпы ввода новых агрегатов на ближайшие 40 лет (по зарубежным данным). — оптимистическая; — — — пессимистическая оценка.

Эта схема также имеет два замкнутых контура, однако в отличие от двухконтурной схемы здесь насыщенный пар поступает в турбину через дополнительную петлю, расположенную непосредственно в реакторе, что позволяет получить на входе в турбину перегретый пар. Таким образом, пар второго контура при перегреве совмещен с первым контуром. Естественно, что в этом случае происходит активизация второго контура, однако здесь радиационная опасность пара меньше, чем в одноконтурной схеме, так как перегрев его происходит в паровой зоне реактора.

На АЭС предполагается широкое использование в качестве теплоносителя жидкого металла. Применение жидкого металла позволяет понизить давление в первом контуре и получить высокий коэффициент теплоотдачи. При этом существенно снижаются расходы теплоносителя. Обычно в качестве теплоносителя применяется жидкий натрий, температура плавления которого равна 90°C . Однако применение жидкого натрия вызывает ряд эксплуатационных трудностей. Особенно опасен его контакт с водой, приводящий к бурной химической реакции. В тепловых схемах с жидким натрием необходимо применение промежуточного контура также с жидким ме-

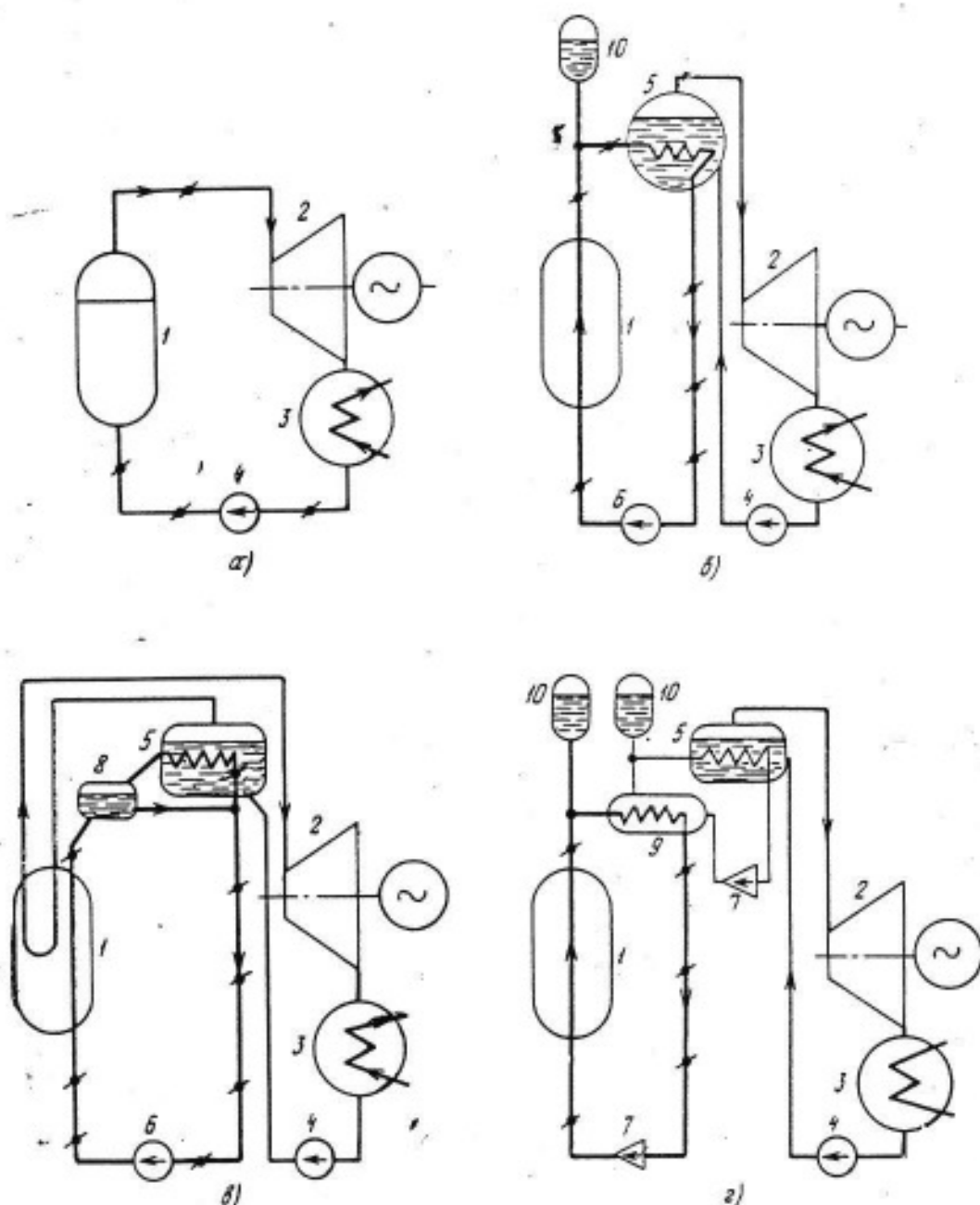


Рис. 9-4. Типы АЭС по числу контуров.

а — одноконтурная АЭС; б — двухконтурная АЭС; в — не полностью двухконтурная АЭС; г — трехконтурная АЭС; 1 — реактор; 2 — паровая турбина; 3 — конденсатор; 4 — питательный насос; 5 — парогенератор; 6 — циркуляционный насос; 7 — жидкометаллический насос; 8 — барабан-сепаратор; 9 — промежуточный теплообменник; 10 — компенсатор объема.

таллом, но с более высоким давлением, чем в первом контуре. Это исключает возможность перетекания радиоактивного натрия в промежуточный контур. На рис. 9-4,г показана схема трехконтурной АЭС. В первом контуре такой АЭС под действием жидкометаллического насоса 7 прокачивается теплоноситель — жидкий металл, который в промежуточном теплообменнике 9 нагревает жидкий металл второго контура. В парогенератор 5 подается уже менее радиоактивный жидкий ме-

талл второго контура. Рабочее тело в этой схеме циркулирует по замкнутому контуру аналогично двухконтурной схеме.

В настоящее время в эксплуатации имеются все четыре типа АЭС. На первой в мире атомной электростанции применена двухконтурная схема с реактором канального типа, где в качестве замедлителя применяется графит. В первом контуре этой станции используется вода под давлением $p = 100 \text{ кгс/см}^2$ при температуре на выходе из реактора $t =$

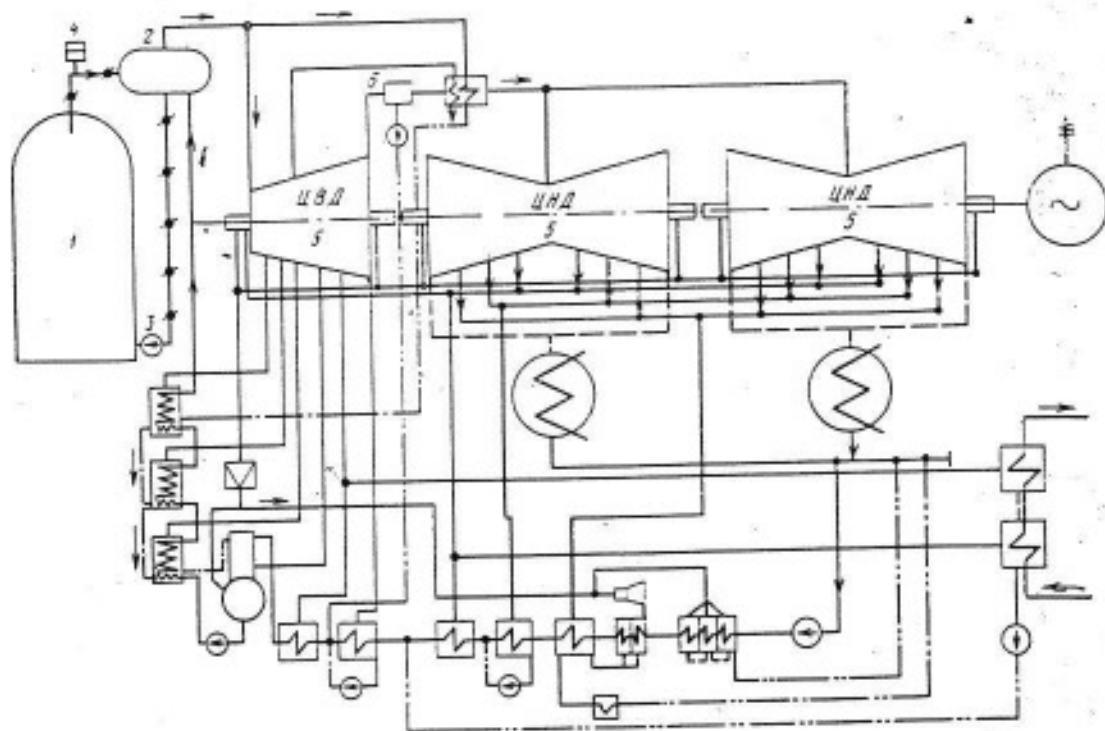


Рис. 9-5. Тепловая схема АЭС (турбина К-220-44 ХТГЗ).

$=300^{\circ}\text{C}$. В парогенераторе производится пар для второго контура, который подается в турбину с давлением $p_0=12,0 \text{ кгс/см}^2$ и температурой $t=260^{\circ}\text{C}$. Турбина имеет мощность 5 Мвт и частоту вращения 1500 об/мин .

На Нововоронежской АЭС применены реакторы типа ВВЭР. Уже первая очередь этой станции достигла мощности 210 Мвт . Движение теплоносителя первого контура происходит по шести параллельным потокам (петлям) при давлении $100\text{--}105 \text{ кгс/см}^2$. Каждая петля теплоносителя соединена со своими парогенераторами. Все парогенераторы производят до 1380 т/ч пара с параметрами $p_0=29 \text{ кгс/см}^2$, $t_0=t_s$ и обеспечивают три турбины К-70-29. Эти турбины двухцилиндровые — между ЦВД и ЦНД установлен выносной сепаратор. Цилиндр низкого давления двухпоточный, с давлением пара на выходе 2 кгс/см^2 . В турбине предусмотрено шесть отборов на регенерацию, а в тепловую схему включены три ПНД, деаэратор и два ПВД, которые обеспечивают подогрев питательной воды до 192°C . Давление в деаэраторе принято равным $3,5 \text{ кгс/см}^2$.

Дальнейшее развитие Нововоронежская АЭС получила за счет установки третьего и четвертого блоков. На рис. 9-5 показана тепловая схема третьей и четвертой очереди этой станции. Здесь установлен ВВЭР с электрической мощностью 440 Мвт , который обеспечивает паром одновременно две турбины К-220-44. В первом контуре циркулирует вода под давлением $p=105 \text{ кгс/см}^2$, которая является также замедлителем. В контур теплоносителя входят основные элементы схемы: реактор 1, парогенератор 2, главный циркуляционный насос 3, компенсатор объема 4. Во втором контуре питательная вода при температуре $t=222^{\circ}\text{C}$ подается питательным насосом в парогенератор 2. Пар после парогенератора поступает на вход в турбину при давлении около 44 кгс/см^2 и температуре $254,9^{\circ}\text{C}$. Коэффициент полезного действия станции составляет около 30% .

Турбина 5 имеет три цилиндра. После ЦВД пар при давлении около 3 кгс/см^2 и влажности 13% направляется в выносной сепаратор 6 (рис. 9-5). Однако применение одного лишь сепаратора в этой схеме уже недостаточно, так как при этом

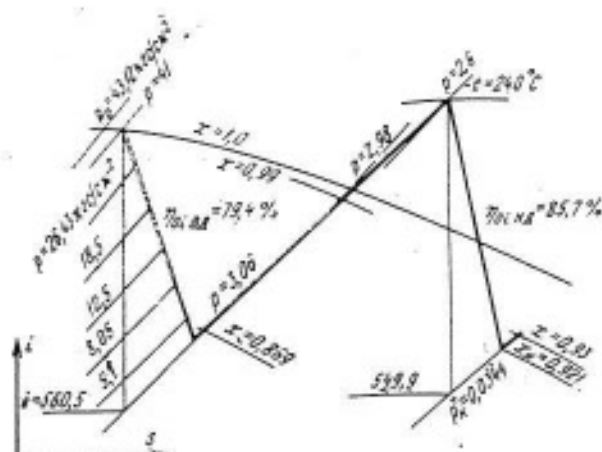


Рис. 9-6. Процесс расширения пара в i, s -диаграмме турбины К-220-44.

влажность пара, при дальнейшем расширении в конце процесса в ЦНД была бы чрезмерно большой. Процесс расширения пара в i, s -диаграмме представлен на рис. 9-6. Поэтому после ЦВД пар направляется в выносной сепаратор-перегреватель, где происходит удаление крупнодисперсной влаги и обеспечивается двухступенчатый промежуточный паровой перегрев пара до температуры около 240°C . Первая ступень промперегрева обеспечивается отборным паром, при давлении 19 кгс/см^2 , а вторая — свежим паром. После второй ступени перегрева

пар поступает в два двухпоточных ЦНД, расширяется в них до давления $0,035 \text{ кгс/см}^2$ и достигает влажности около 8% . Тепловая схема имеет развитую систему отборов. В турбине предусмотрено восемь отборов пара на регенерацию, которые обеспечивают подогрев питательной воды до $t=223^\circ\text{C}$.

Первой в мире АЭС с ядерным перегревом «острого» пара является Белоярская атомная станция, на которой применены два типа схем: не полностью двухконтурная и одно-контурная [Л. 83]. В не полностью двухконтурной схеме этой АЭС (рис. 9-7) насыщенный пар производится в парогенераторе за счет тепла первого контура. После парогенератора насыщенный пар под давлением $p=110 \text{ кгс/см}^2$ направляется в пароперегревательный канал, который расположен в паровой части реактора. Ядерный перегрев позволяет получить перегретый пар, который направляется в обычную турбину К-100-90 с начальными параметрами $p_0=90 \text{ кгс/см}^2$ и $t=500^\circ\text{C}$, т. е. турбину без выносного сепаратора и промежуточного перегрева пара. При этом влажность в конце процесса расширения пара в ЦНД не превышает 9% . В результате эксплуатации АЭС с ядерным пере-

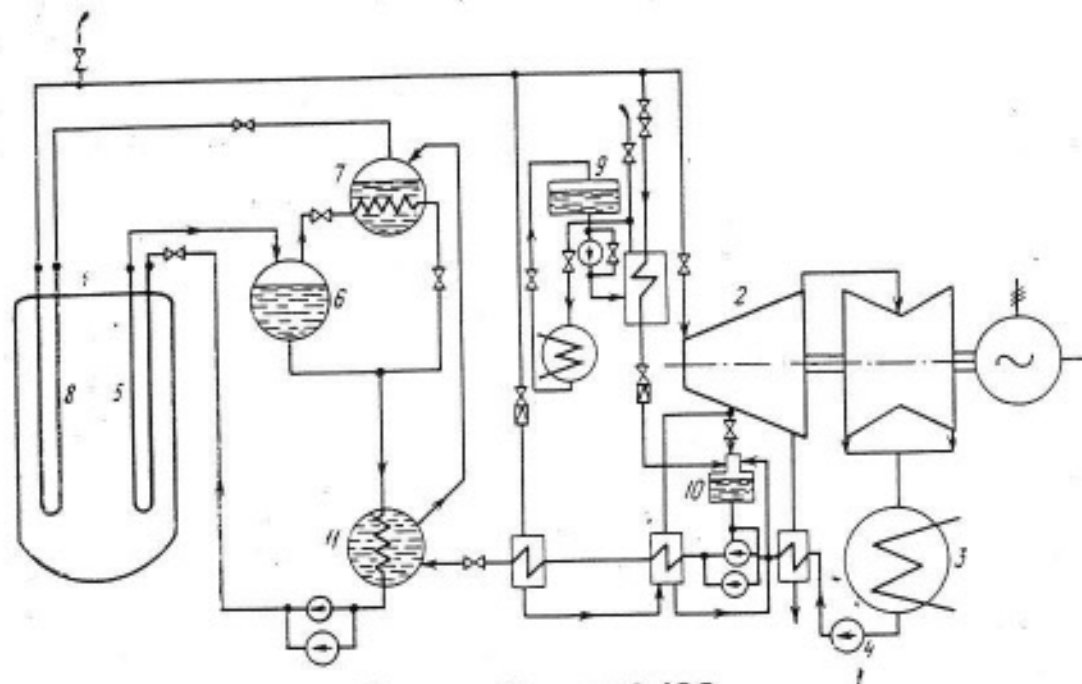


Рис. 9-7. Тепловая схема первой очереди Белоярской АЭС.

1 — реактор; 2 — турбина К-100-90; 3 — конденсатор; 4 — конденсатный насос; 5 — испарительный канал; 6 — сепаратор пара; 7 — испаритель; 8 — пароперегревательный канал; 9 — бак аварийного охлаждения; 10 — деаэрактор; 11 — подогреватель.

Наряду с небольшими успешно работающими АЭС с газовым теплоносителем в Англии сейчас сооружается мощная атомная электростанция с предполагаемым к. п. д. более 41% [Л. 83]. На этой станции устанавливаются два реактора электрической мощностью по 600 Мвт каждый. Реактор имеет четыре парогенератора, каждый со своей газодувкой. В отличие от прежних станций здесь принято самое большое давление углекислоты в первом контуре — 31,6 кгс/см². При этом температура теплоносителя перед активной зоной равна 320 °С, а после активной зоны — 675 °С. Высокая температура теплоносителя позволяет получить на входе в турбину пар с давлением 163 кгс/см² и температурой 565 °С. Поэтому на станции установлены обычные турбины мощностью 600 Мвт с промежуточным перегревом. Промежуточный перегрев осуществляется при давлении 39 кгс/см² до температуры 565 °С. Необходимо отметить, что атомные станции с газовыми теплоносителями являются наиболее дорогими. Однако на этих станциях можно использовать в качестве топлива природный уран.

Дальнейшее развитие АЭС предполагает широкое внедрение реакторов на быстрых нейтронах, позволяющих использовать природный уран и обладающих важным качеством расширенного воспроизводства ядерного горючего.

К настоящему времени уже известен ряд экспериментальных и промышленных реакторов на быстрых нейтронах. Так, например, в 1968 г. началось строительство реактора на быстрых нейтронах электрической мощностью 600 Мвт (БН-600) на третьем блоке Белоярской АЭС. В СССР ведется проектирование реактора БН-1000 [Л. 95].

Применение реакторов на быстрых нейтронах позволяет получить перегретый пар обычных параметров, что дает возможность использовать турбины на сверхкритические параметры и повысить к. п. д. АЭС. Коэффициент полезного действия цикла третьего блока Белоярской АЭС с реактором БН-600 по расче-

там будет составлять около 42%.

В настоящее время в СССР (г. Шевченко) строится экспериментальная трехконтурная атомная электростанция с жидкометаллическим теплоносителем и реактором на быстрых нейтронах [Л. 95]. Эта атомная станция будет иметь мощность 150 Мвт и предназначена для опреснения морской воды (120 тыс. м³/сутки). Для этой цели устанавливаются три турбины с противодавлением по 50 Мвт каждая, с начальными параметрами $p_0 = 45$ кгс/см² и $t_0 = 435$ °С. Пар после турбин направляется в опреснительные установки, где конденсируется, а конденсат этого пара возвращается в деаэратор. В деаэратор подается также часть воды после опреснителей для восполнения потерь в контуре рабочего тела. Здесь в первом и во втором контуре используется жидкий натрий с температурой перед теплообменником первого контура 500 °С и температурой перед теплообменником второго контура 453 °С. Атомные электростанции, где используется в качестве теплоносителя жидкий натрий, могут иметь тепловые схемы с применением промежуточного перегрева. Однако трудности освоения реакторов типа БН не позволяют надеяться, что реакторы на быстрых нейтронах смогут составить конкуренцию ВВЭР до 1990 г.

9-2. ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ ТУРБИН АЭС, РАБОТАЮЩИХ НА НАСЫЩЕННОМ ПАРЕ

При создании турбин насыщенного пара необходимо преодолеть некоторые трудности, обусловленные особенностями рабочего процесса таких машин. Основной особенностью этих турбин является то, что практически все ступени турбин АЭС работают в области влажного пара. Влажный пар вызывает снижение экономичности ступеней, приводит к повышенному эрозионному разрушению проточных частей не только ЦНД, но и ЦВД. При этом эрозионному разрушению подвергаются лопатки, диафрагмы и корпу-

са турбины. Поэтому в турбинах насыщенного пара предусматриваются развитая система влагоудаления из проточных частей (гл. 8), а также совмещение мест влагоудаления с регенеративными отборами пара.

Особое значение приобретает компоновка мощных турбин АЭС, так как применение насыщенного пара при давлении до 70 кгс/см^2 практически удваивает расход пара по отношению к расходу пара современных турбин, рассчитанных на сверхкритические параметры пара. Это в некоторой степени облегчает конструкцию ЦВД, но в то же время практически означает удвоение числа выхлопов. Поэтому особенно важное значение приобретает повышение экономичности ЦВД, так как даже незначительное повышение их к. п. д. дает большой выигрыш в удельном расходе тепла. Не менее важным является вопрос о предельной длине последней лопатки турбины. Значительная влажность в конце расширения вызывает изменение характеристик выхлопного патрубка, и при проектировании диффузоров турбин АЭС этот фактор также должен учитываться. Правильные решения этих проблем должны обеспечить создание турбин насыщенного пара, отвечающих таким требованиям, как экономичность, надежность, длительность срока службы (ресурс), маневренность и приемистость. Все эти требования оказываются взаимосвязанными, что определяется следующими очевидными обстоятельствами. Во-первых, повышение к. п. д. возможно в основном путем удаления влаги, в особенности крупнодисперсной. Эта влага является также причиной эрозионного разрушения лопаточных аппаратов турбин. Влага при достаточно большой концентрации вызывает дополнительные возмущающие силы (низкочастотные), которые, видимо, зачастую являются основной причиной аварийного состояния машины. Во-вторых, влага, находящаяся в проточной части, существенно влияет на маневренность машины, в особенности при незначительных колебаниях

нагрузки. Наличие влаги удлиняет время перехода на нерасчетные режимы и, следовательно, делает блок реактор — турбина менее приемистым.

В то же время незначительные температура и давление пара на входе в турбину АЭС позволяет выполнить стенки ЦВД сравнительно тонкими и отказаться от внутреннего корпуса. Это повышает маневренность установок и позволяет рассматривать их в ряде случаев как ликовые. Однако наличие влажного пара приводит к снижению маневренности. Так, например, если процесс расширения в турбине начинается на линии насыщения ($x=1$) или при некоторой начальной влажности, то при дросселировании пара от начального давления, превышающего 30 кгс/см^2 , происходит его увлажнение, а при значительных снижениях нагрузки возможно существенное охлаждение проточной части из-за повышенной теплоотдачи от поверхности турбин к влажному пару. Нестационарные явления, возникающие в процессе спонтанной конденсации пара (гл. 2 и 6), требуют специально вибрационной отстройки лопаточного аппарата или специальных перераспределений тепловых перепадов по ступеням.

Появление значительных дополнительных объемов пара (по сравнению с обычными турбинами), а также испарение влаги при сбросах нагрузки выдвигают новые задачи по защите турбоагрегата от разгона ротора.

Решение некоторых выше перечисленных проблем рассматривается на примерах отдельных отечественных и зарубежных турбин АЭС.

Отечественные турбины насыщенного пара, выпускаемые ХТГЗ, имеют технические характеристики, которые приведены в табл. 9-1 [Л. 97].

Особенностью этих турбин является то, что в основу их конструкций положены многие узлы ранее выпускаемых турбин на высокие начальные параметры. Так, например, в турбине К-70-30 применены цилиндры низкого давления и другие элементы турбины ВКТ-100, рассчитан-

ной на начальные параметры пара $p_0=88 \text{ кгс/см}^2$ и $t_0=535^\circ\text{C}$.

На рис. 9-9 [Л. 97] показан продольный разрез однозальной двухцилиндровой турбины К-75-30 мощностью 75 Мвт с начальными параметрами $p_0=30 \text{ кгс/см}^2$, $t_0=233^\circ\text{C}$ и давлением в конденсаторе $0,04 \text{ кгс/см}^2$. Подвод пара к турбине производится через два регулирующих клапана в нижней половине корпуса ЦВД. Парораспределение выбрано дроссельным. Расширение

пара в ЦВД происходит до давления 2 кгс/см^2 и конечной влажности $12,1\%$; далее пар направляется в выносной сепаратор и в двухпоточный ЦНД.

Харьковским турбинным заводом выпускаются также турбины типа К-220-44 (рис. 9-10) на начальные параметры пара $p_0=44 \text{ кгс/см}^2$ и $t_0=255^\circ\text{C}$ при давлении в конденсаторе $0,03-0,052 \text{ кгс/см}^2$. Расчетная конечная влажность составляет 8% (тепловая схема этой установки при-

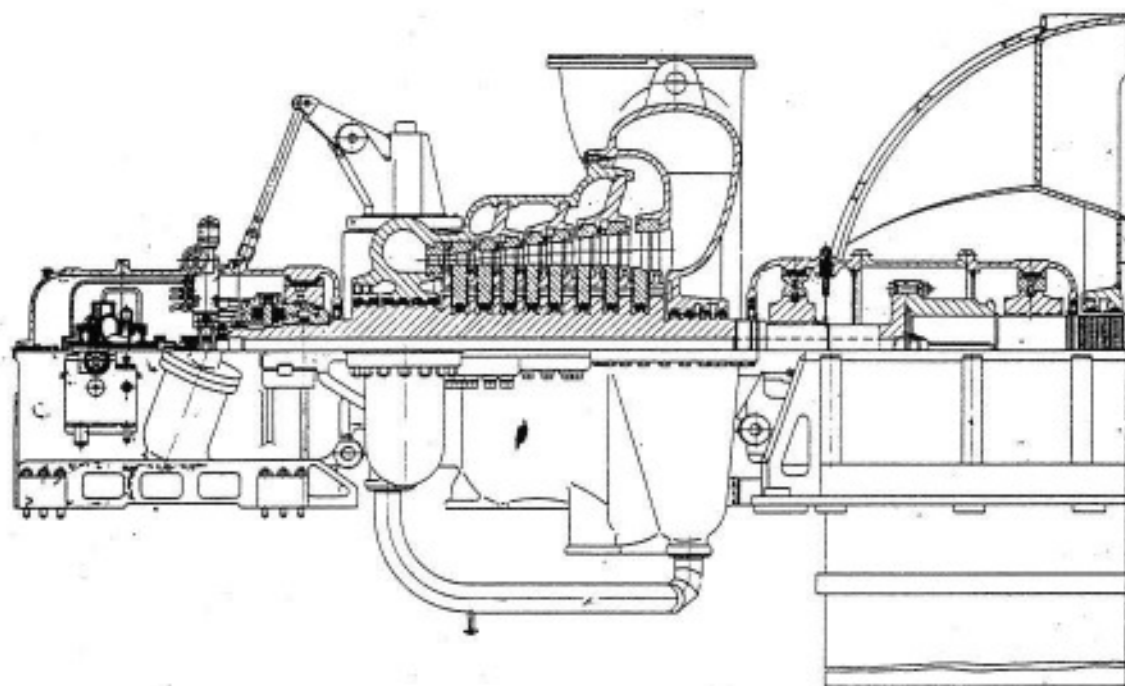


Рис. 9-9. Продольный разрез турбины К-75-30 Харьковского турбинного завода.

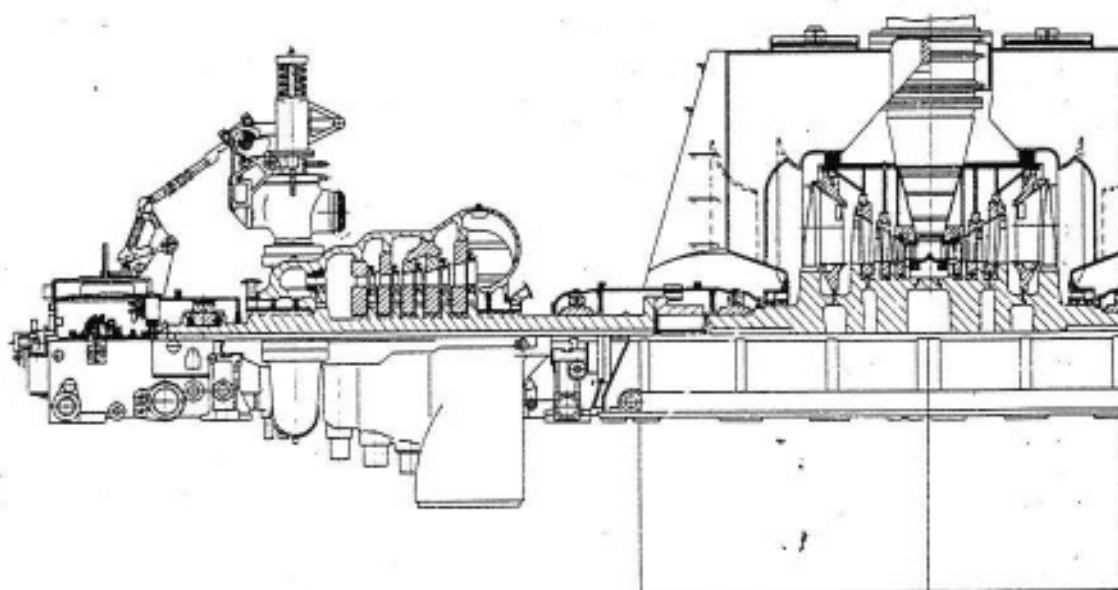


Рис. 9-10. Продольный разрез турбины К-220-44.

ведена на рис. 9-5). Турбина имеет три цилиндра. Пар подводится к ЦВД через четыре стопорных и четыре регулирующих клапана при сопловом парораспределении. Давление пара за ЦВД составляет около $3-3,5 \text{ кгс/см}^2$.

Основные конструктивные особенности установки: ротор ЦВД выполнен цельнокованым, гибким, а в ЦНД применены сварно-кованные жесткие роторы; в зависимости от величины вакуума в ЦНД могут

устанавливаться рабочие лопатки последней ступени длиной 852 и 1050 мм; на каждом подводе пара ЦНД после сепаратора-перегревателя установлена заслонка для предотвращения чрезмерного «заброса» оборотов турбины при сбросе нагрузки.

Вопрос об установке отсечных заслонок в турбинах АЭС требует специального рассмотрения для каждого типа машин в зависимости от объемов пара и воды в паровом

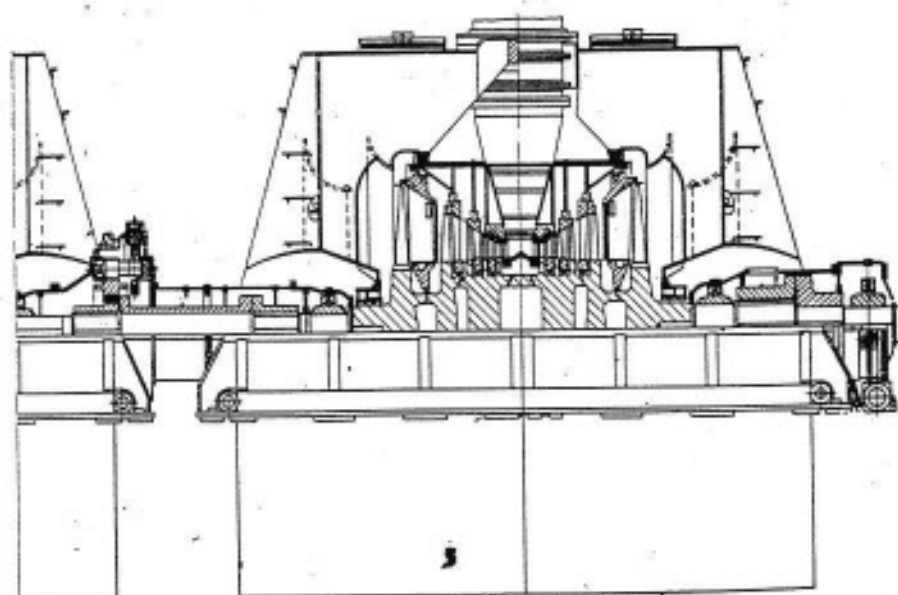
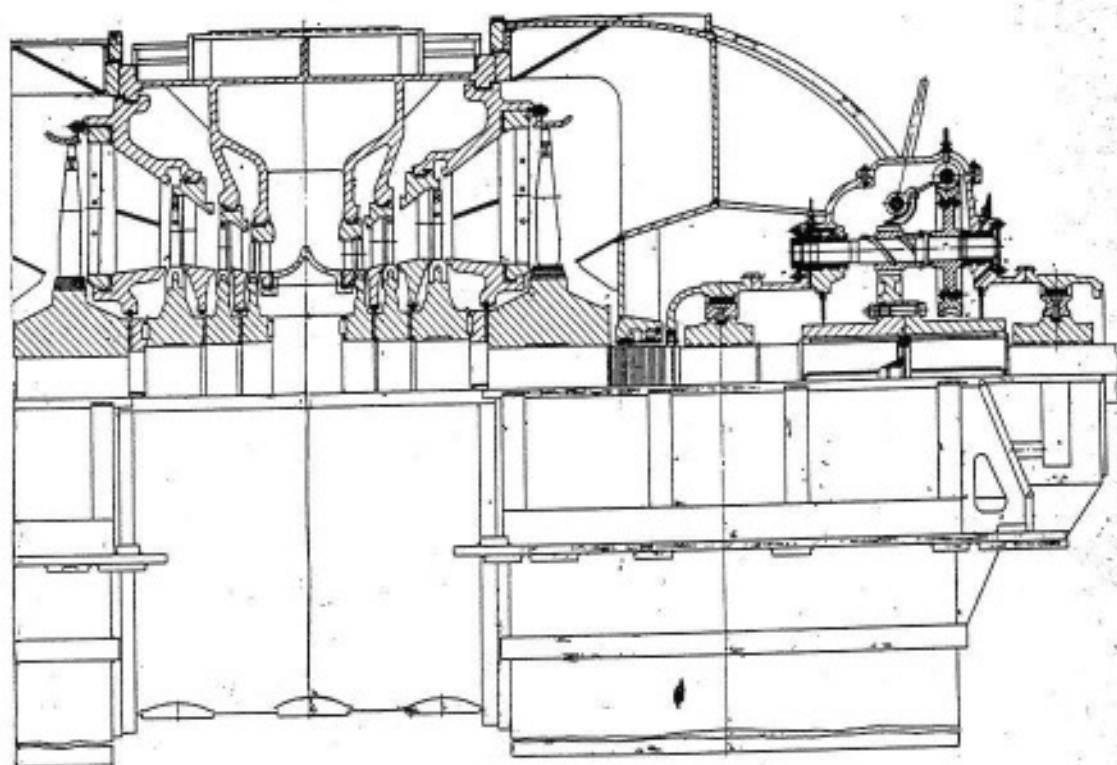


Таблица 9-1

Тип турбины	Мощность, Мвт	Год выпуска готового образца	Чистота пара, об/мин	Параметры пара					Габариты, мм			Удельный расход тепла, ккал/(кг·ч)
				Начальные		Промежуточные		Давление	Диаметр	Высота		
				p_0 , кгс/см ²	t_0 , °C	$p_{п.п.}$, кгс/см ²	$t_{п.п.}$, °C				$p_{п.к.}$, кгс/см ²	
К-70/75-30	75	1959	3 000	30,0	232,8	—	—	0,04	12 800	15 700*	4 200	3 034**
К-220-44	220	1969	3 000	44,0	254,9	3	240	0,032 0,052	23 200	8 670	6 250	—
К-500-65/3 000	500	1970	3 000	65,9	280	3,5	265	0,04	40 000	8 670	3 300	—

* Вместе с сепаратором

** По данным испытаний.

тракте. При сбросе нагрузки в турбинах АЭС остаются значительные объемы пара в сепараторе-перегревателе, в цилиндрах и паропроводе, и возникает опасность разгона более чем на 120%. Поэтому на ХТГЗ был проведен анализ «заброса» оборотов ротора с учетом испарения влаги в проточной части турбины из-за понижения давления при любом числе пароводяных емкостей. На основании сделанных ХТГЗ расчетов на турбинах для АЭС ограничиваются установкой стопорных заслонок только перед ЦНД. Харьковский турбинный завод провел экспериментальную проверку своей методики определения «заброса» оборотов на турбинах АЭС типа К-75-30 и получил достаточно хорошее совпадение с расчетом [Л. 97].

Для уменьшения отрицательного воздействия влаги в турбине К-220-44, кроме внешней сепарации и промежуточного перегрева, предусмотрена развитая система влагоудаления из проточной части, а в ЦНД диафрагма последней ступени выполнена с полыми лопатками. При этом четвертая и пятая ступень низкого давления имеют защиту от эрозии в виде электроискрового упрочнения входных кромок рабочих лопаток.

Наиболее крупной турбиной для АЭС, выпущенной ХТГЗ, является турбина К-500-65/3000 с начальными параметрами пара $p_0 = 65$ кгс/см² и $t_0 = 280$ °C при давлении в конденсаторе 0,04 кгс/см². Установка вы-

полняется в одновальном варианте и состоит из двухпоточного ЦВД и четырех двухпоточных ЦНД. Парораспределение турбины дроссельное. В ЦНД турбины применено облопачивание обычного типа, которое прошло длительную проверку в эксплуатации, используются уже отработанные последние ступени. Схема турбины включает в себя выносной сепаратор с последующим однократным двухступенчатым перегревом пара между ЦВД и ЦНД при разделительном давлении 3,5 кгс/см² и температуре перегрева $t = 265$ °C, а также развитую систему влагоудаления в турбине. Температура питательной воды при шести регенераторных отборах равна 165 °C. Длина турбины достигает 40 м, а с генератором и возбuditелем — около 57 м. Варианты этой турбины на ухудшенный вакуум могут быть выполнены с одним ЦВД и тремя ЦНД.

Особенностью конструкции описываемой турбины является то, что роторы всех цилиндров выполнены сварно-коваными, жесткими. Соединение роторов обеспечивается жесткими муфтами. Так же как и в турбине К-220-44, здесь перед ЦНД установлены отсечные заслонки. По сравнению с турбиной К-500-240 в турбину такой же мощности для АЭС (на пониженные параметры) из-за больших объемов пара внесены конструктивные изменения в парораспределение. На ХТГЗ была создана новая конст-

Таблица 9-2

Фирма-изготовитель	Мощность, Мвт	Частота вращения, об/мин	Начальное давление, кгс/см ²	Начальная температура, °С	Давление в конденсаторе, кгс/см ²	Длина лопаток последней ступени, мм	Площадь вы- хлопа, м ²	Давление за ЦВД, кгс/см ²
Дженерал Электрик	542	1800	66,5	282	0,052	1092	—	—
	640	1800	66,5	282	0,034	915	—	11,35
	810	1800	66,5	282	0,052	965	53,2	—
	886,7	1800	62,0	297	0,039	965	58,7	—
	1098,3	1800	66,5	283	0,052	1092	69,0	—
Вестингауз	600	1800	44	256	0,05	1120	—	13,65
	1092	1800	49,7	263	0,052	1120	70,2	—
	1021,8	1800	50	265	0,03	1153	71,1	—
	496	1800	50	265	0,047	1015	39,2	—
BVC → ABB → ALStom	182	3000	—	—	0,038	665	—	—
	263	3600	52	266	—	—	—	—
	1160	1800	53	268	0,051	1320	—	—
Сименс	320	3000	48	—	0,034	750	—	—
	660	1500	51	265	0,032	1395	—	8,9
	1000	1500	49	261	0,025	1650	—	—
	1200	1500	52	268	0,045	1365	—	9,76
АЕI	254,7	1500	66	282	0,028	1320	—	—
	642	1500	66	282	0,034	1500	—	—
	1100	1800	68	282	—	1320	—	—
Рато Шнайдер	280	3000	33	380	0,043	710	—	—
	100	3000	60	—	0,044	—	—	17
	313	1500	44	390	—	1250	—	—
Инглиш Электрик	800	1800	68	282	—	1100	—	—

рукция комбинированного стопорно-регулирующего клапана [Л. 97]. Турбина мощностью 500 Мвт с частотой вращения 3000 об/мин на пониженные параметры для АЭС — уникальная установка, не имеющая аналогов в мировой практике.

Большие осевые размеры турбины К-500-65/300 приводят к значительным температурным удлинениям и затрудняют работу валопровода. Поэтому дальнейшее повышение единичных мощностей, очевидно, можно производить за счет применения более длинных лопаток последних ступеней или полуторного выхлопа (типа Баумана). Однако в настоящее время на турбинах насыщенного пара на 3000 об/мин получить единичную мощность более 700—1000 Мвт за счет увеличения площади выхлопа ЦВД при глубоком вакууме затруднительно. Поэтому дальнейшее увеличение мощности турбины насыщенного пара будет происходить за счет снижения числа оборотов.

В табл. 9-2 приведены некоторые характеристики турбин АЭС, выпускаемых зарубежными фирмами.

Характерной особенностью турбин АЭС, выпускаемых зарубежными фирмами, является то, что практически все установки мощностью более 400—500 Мвт выполняются тихоходными, на 1500—1800 об/мин. Разделительное давление между цилиндрами выбирается достаточно высоким (порядка 10 кгс/см²), находящимся в зоне оптимума по к. п. д. Все мощные установки, как правило, имеют выносной сепаратор или сепаратор-перегреватель. При этом в проточной части предусматривается также сепарация влаги по ступеням и повышенная эрозионная защита рабочих лопаток и корпусов. С этой целью в турбинах АЭС широко применяется эрозионно-стойкие стали.

Ниже приведены примеры конструкций турбин АЭС некоторых ведущих зарубежных фирм.

Фирмой ВВС уже построена турбина для атомной электростанции США мощностью на клеммах генератора 1160 Мвт (рис. 9-11) с начальными параметрами пара $p_0 = 53$ кгс/см², $t_0 = 268^\circ\text{C}$ и давлением в конденсаторе 0,051 кгс/см².

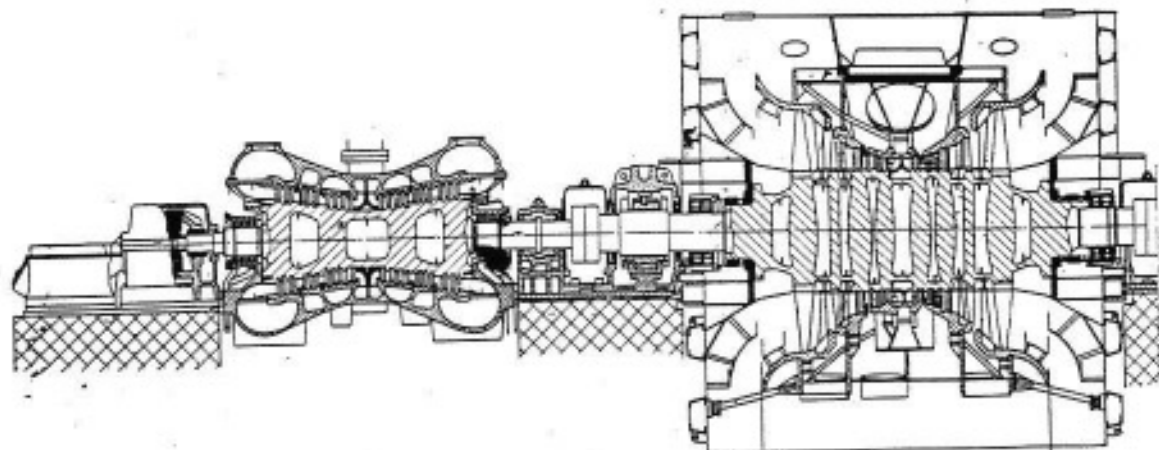


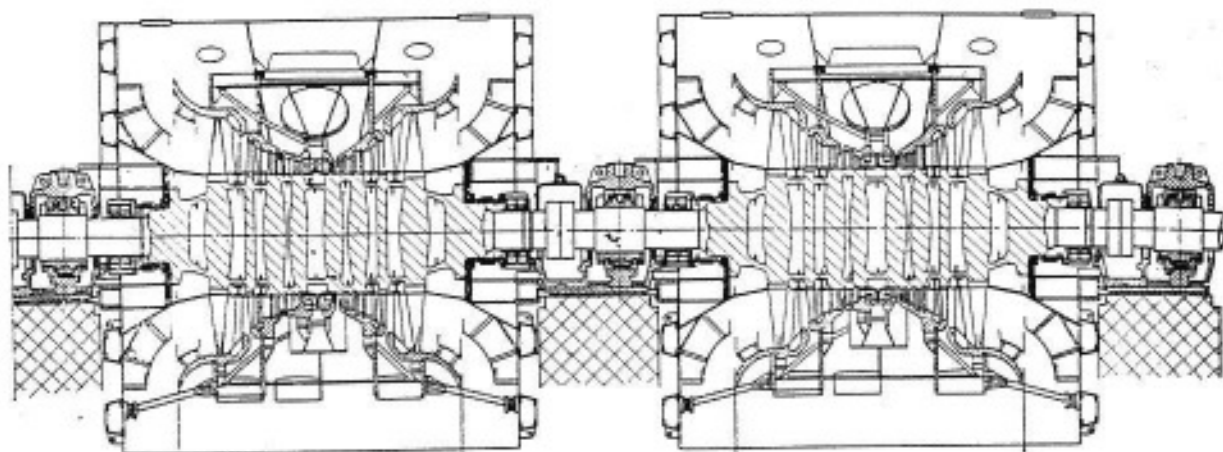
Рис. 9-11. Турбина фирмы BBC мощностью 1 160 Мвт для АЭС.

Турбина, как и все остальные турбины этой фирмы, реактивного типа. Ротор выполнен сварным. Установка сделана в одновальном варианте с частотой вращения 1800 об/мин и состоит из двухпоточного ЦВД и трех одинаковых ЦНД. В схеме предусмотрен выносной сепаратор-перегреватель. Пар в ЦВД поступает через четыре стопорных клапана. После ЦВД пар направляется в два одинаковых выносных комбинированных сепаратора-перегревателя. В сепараторе влажный пар достигает степени сухости $x=0,99$ и затем подогревается в перегревателе острым паром до температуры $t=240^{\circ}\text{C}$. Для уменьшения эрозии проточной части все диафрагмы и внутренняя часть корпуса выполнены из эрозионно-стойкой стали. Проточная часть всех цилиндров турбины имеет развитую систему влагоудаления. На периферии над рабочими лопатками установлены влагоулавливающие камеры известной современной конструкции фирмы. Влажность в конце процесса расширения пара в ЦНД равна 10,2%, а окружная скорость на периферии рабочих лопаток последней ступени достигает почти 500 м/сек. Длина рабочей лопатки последней ступени $l_p=1320$ мм, при этом площадь выхода пара равна 16,4 м².

На рис. 9-12 приведена схема компоновки описываемой турбины с генератором. Турбина весьма больших размеров, ее длина свыше 70 м, а общий вес установки дости-

гает почти 5 000 т. Один только ротор низкого давления (без лопаток) весит около 200 т. Сепараторы-перегреватели располагаются в машинном зале на одном уровне с турбиной, по обе стороны от нее. Все цилиндры имеют двусторонний подвод пара сверху. На каждой линии подвода пара к ЦНД установлены отсечные клапаны, которые исключают разгон турбины паром, остающимся в сепараторах-перегревателях и перепускных трубах после закрытия стопорных клапанов. При создании установки особое внимание уделялось вопросам прочности и тепловых расширений фундамента, чтобы исключить проседание турбины и избежать расцентровки турбины и генератора. С этой целью все опорные подшипники вынесены за корпус ЦНД, на собственные мощные фундаменты, образующие основание для турбины из шести пролетов.

Ранее фирмой BBC был выпущен ряд турбин для атомных станций мощностью до 600 Мвт с частотой вращения 3000 и 3600 об/мин. На рис. 9-13 показан продольный разрез турбины мощностью 263 Мвт на 3600 об/мин (турбина установлена в Канаде). Давление пара перед турбиной 52 кгс/см², температура острого пара 266°C. Машина имеет конструкцию, характерную для турбин фирмы BBC. После ЦВД установлен выносной сепаратор-перегреватель. Перегрев пара осуществляется до температуры 238°C. Кроме одного двухпоточного



ЦВД, турбина имеет три одинаковых двухпоточных ЦНД. Цилиндры низкого давления имеют развитый выхлопной патрубок, задняя стенка которого отстоит от последней ступени на расстояние более чем 1,5 длины последней рабочей лопатки. Кроме того, в выхлопном патрубке устанавливаются мощные направляющие лопатки, образующие несколько осерадиальных диффузоров. В этой турбине, как и у остальных турбин для АЭС, выпускаемых ранее, в проточной части применяется только периферийная сепарация влаги. При этом практически все ступени имеют увеличенные осевые размеры по сравнению с обычными турбинами. Периферийная сепарация удачно совмещена с отборами пара на регенерацию. В каждом потоке ЦВД имеются три отбора на регенерацию и по два отбора пара в ЦНД.

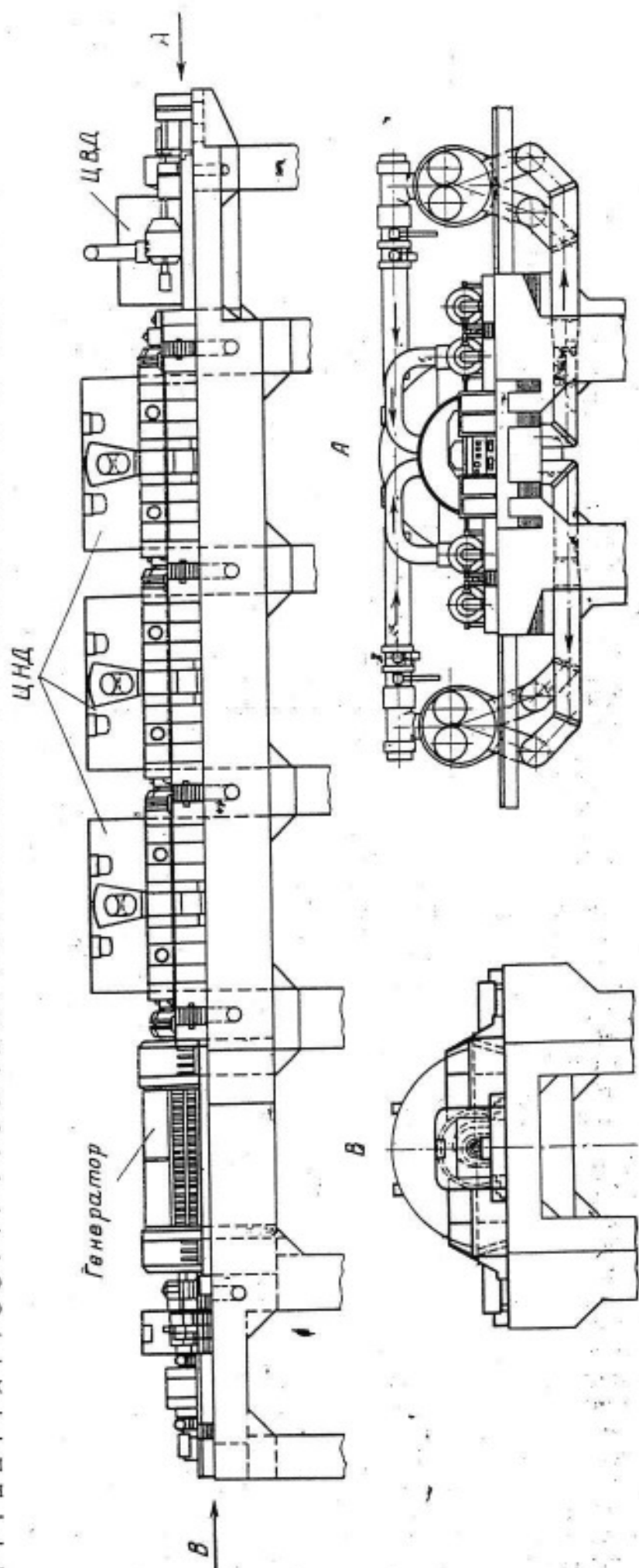
На рис. 9-14 показан продольный разрез турбины насыщенного пара мощностью 1000 Мвт, выпускаемой фирмой Сименс [Л. 219]. Турбина имеет частоту вращения 1500 об/мин и работает при низких начальных параметрах пара: давление острого пара $p_0 = 50 \text{ кгс/см}^2$, температура $t = 261^\circ\text{C}$. Установка предназначена для работы на двухконтурной станции по обычной схеме с выносными сепаратором и перегревателем. Пар после ЦВД при давлении $4,6 \text{ кгс/см}^2$ направляется в сепаратор-перегреватель, где осуществляется промежуточный перегрев пара до температуры $t =$

225°C . Предполагается, что потери в трубах и в сепараторе-перегревателе невелики и составляют около 6% от давления за ЦВД. Турбина рассчитана на очень высокий вакуум: давление в конденсаторе принято равным $0,025 \text{ кгс/см}^2$ при влажности пара в конце процесса расширения, равной 10,5%. Поэтому турбина имеет три мощных двухпоточных ЦНД с рабочей лопаткой последней ступени длиной 1650 мм. Общая длина турбины (без генератора) превышает 50 м. Ротор двухпоточного цилиндра высокого давления выполняется цельнокованным и имеет реактивное облопачивание. Однако ротор ЦНД выполнен с насадными дисками, имеющими очень мощные ступицы (так, например, ширина ступицы последней ступени равна 800 мм, а максимальный диаметр вала равен почти 1500 мм). Цилиндры низкого давления имеют развитые выхлопные патрубки, но в них не используются направляющие лопатки.

В проточной части ЦВД установлена система влагулавливающих камер для периферийной сепарации за рабочей решеткой и имеется по два отбора пара на регенерацию в каждом потоке. В ЦНД наряду с периферийным отводом влаги используется внутриканальная сепарация. На двух последних ступенях установлены диафрагмы с полыми лопатками. В проточных частях турбины выбраны нормальные осевые размеры. Здесь, как и у всех турбин этой

фирмы, опорные подшипники расположены вне корпусов цилиндров и находятся на мощных опорах фундамента.

На рис. 9-15,а показана турбина для АЭС небольшой мощности, изготовленная фирмой Мицубиси ($N=138,6$ Мвт, $n=3600$ об/мин). В конструкции этой установки есть ряд характерных особенностей. Параметры пара перед турбиной: $p_0=37,6$ кгс/см², $t=248,8$ °С, $y_0=0,26\%$. Турбина состоит из однопоточного ЦВД, двух одинаковых двухпоточных ЦНД и выносного сепаратора, но не имеет промежуточного перегревателя. Уменьшение влажности пара достигнуто за счет внутритурбинной сепарации и выносного сепаратора, который встроен в перепускные трубы. Сепаратор имеет сравнительно большие размеры. Разделительное давление выбрано равным $2,9$ кгс/см², однако фирме удалось отказаться от отсечных клапанов ЦНД. Эффективность сепарации влаги в выносном сепараторе составляет около 75%. В проточной части предусмотрена эффективная сепарация влаги по ступеням. С этой целью используются современные методы влагоудаления в турбинных ступенях: внутриканальная сепарация (десятая ступень ЦВД и две последние ступени ЦНД), сепарация влаги над рабочими лопатками, входные кром-



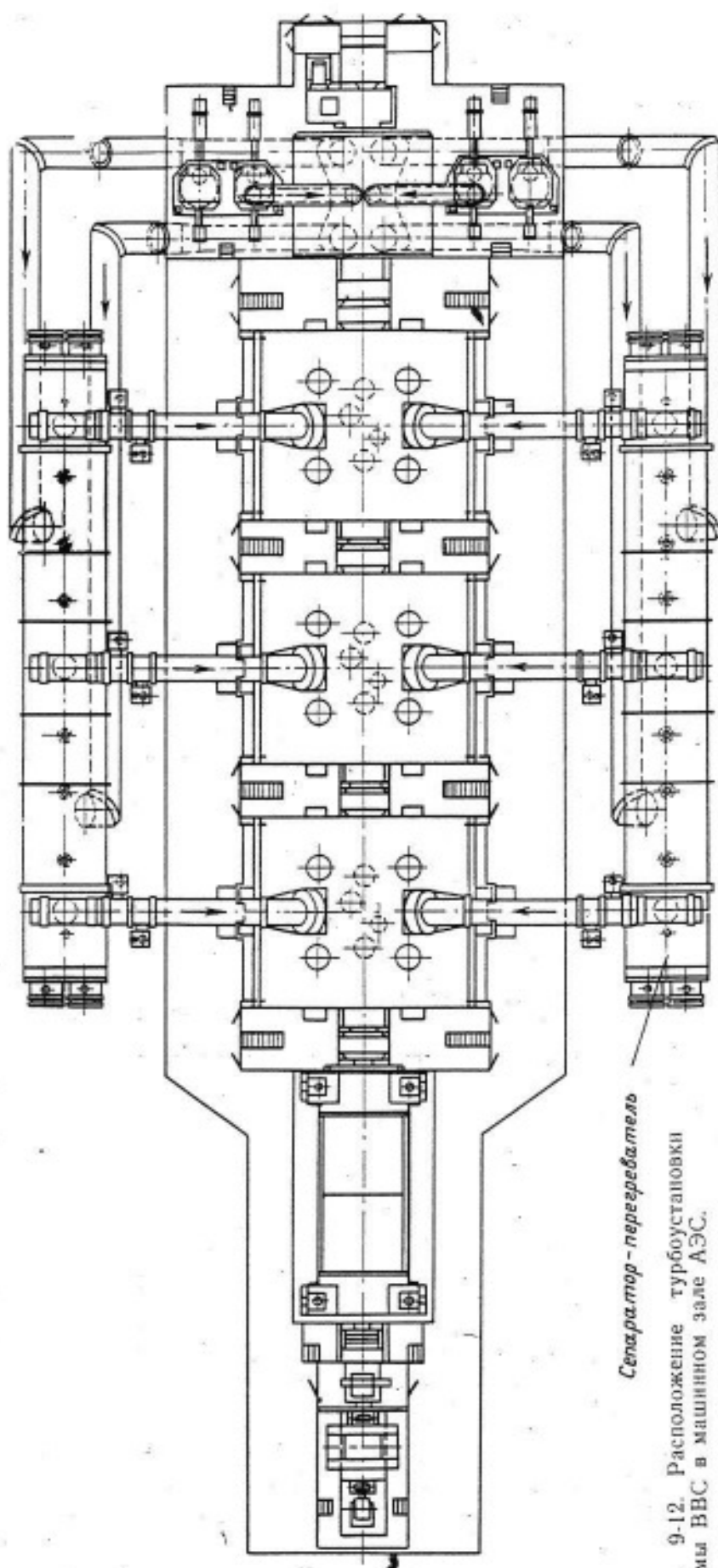


Рис. 9-12. Расположение турбоустановки фирмы ВВС в машинном зале АЭС.

ки которых выполнены с пазами (рис. 9-15,б), а также развитая система отбора влажного пара по ступеням для регенеративного подогрева. На рис. 9-16 показан расчетный процесс расширения пара в i, s -диаграмме для турбины фирмы Мицубиси. На диаграмме видно, что работа всех турбинных ступеней проходит в зоне допустимых значений влажности, и конечная степень влажности не превышает 12%. Максимальная окружная скорость на периферии рабочих лопаток составляет 390 м/сек, высота лопатки последней ступени ЦНД равна 584 мм.

Наряду с разработкой описанных конструкций современных турбин для АЭС в последнее время заводы и зарубежные фирмы вновь возвращаются к вопросу об использовании полуторного выхлопа (типа Баумана), который позволяет иметь более высокую степень влажности в конце процесса расширения и получить большую выхлопную площадь.

Фирма AEI уже поставила турбину с полуторным выхлопом для АЭС (рис. 9-17). Турбина имеет мощность 100 Мвт при расходе пара 540 т/ч и может быть модифицирована до мощности 120 Мвт. Частота вращения ротора 3000 об/мин, а окружная скорость на периферии последней ступени — 388 м/сек. Установка

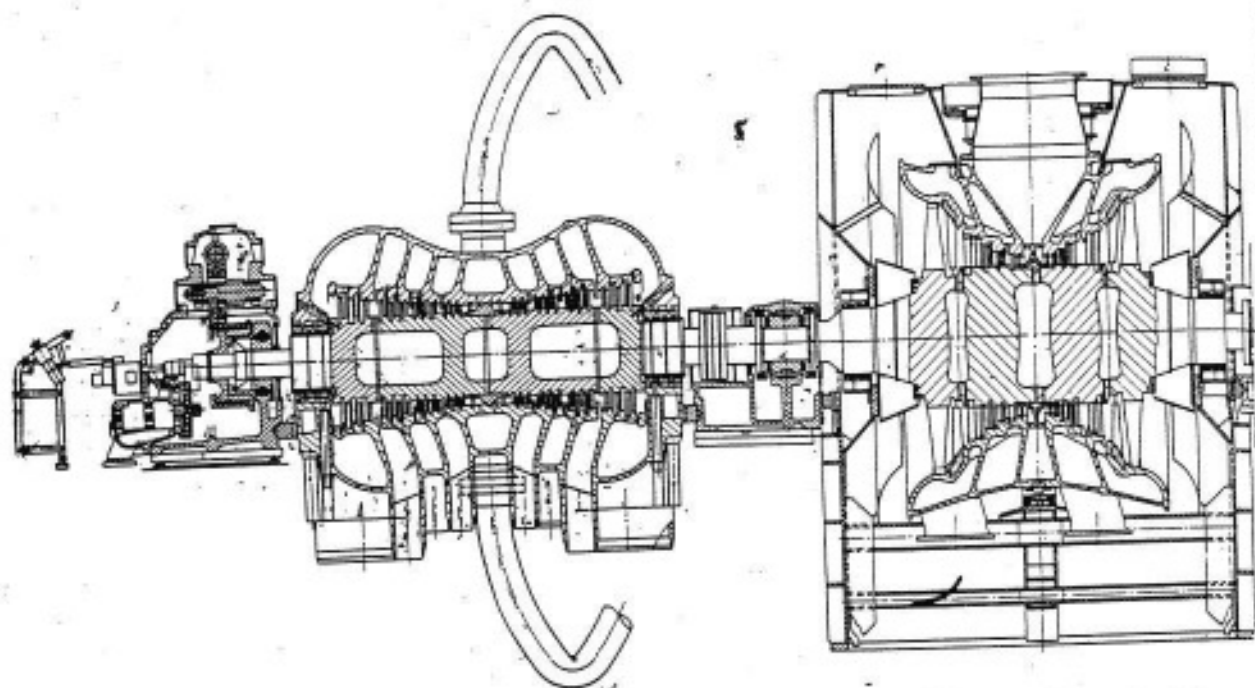


Рис. 9-13. Продольный разрез турбины фирмы ВВС ($N=263$ Мвт, $p_0=53$ кгс/см², $t_0=$

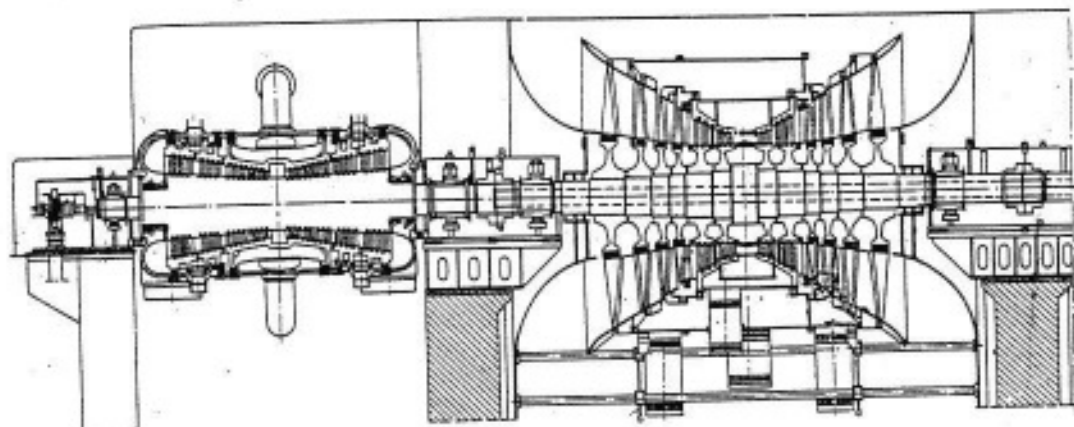


Рис. 9-14. Турбина фирмы Сименс мощностью 1000 Мвт для АЭС ($p_0=50$ кгс/см²,

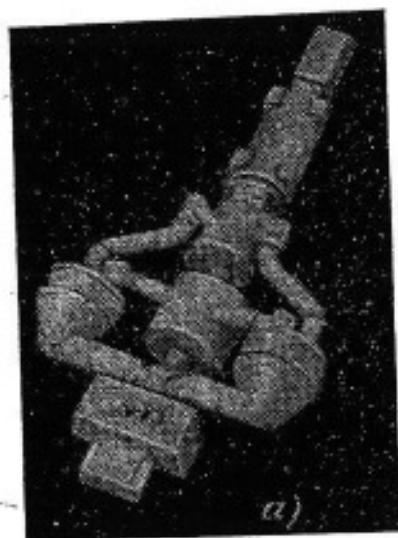
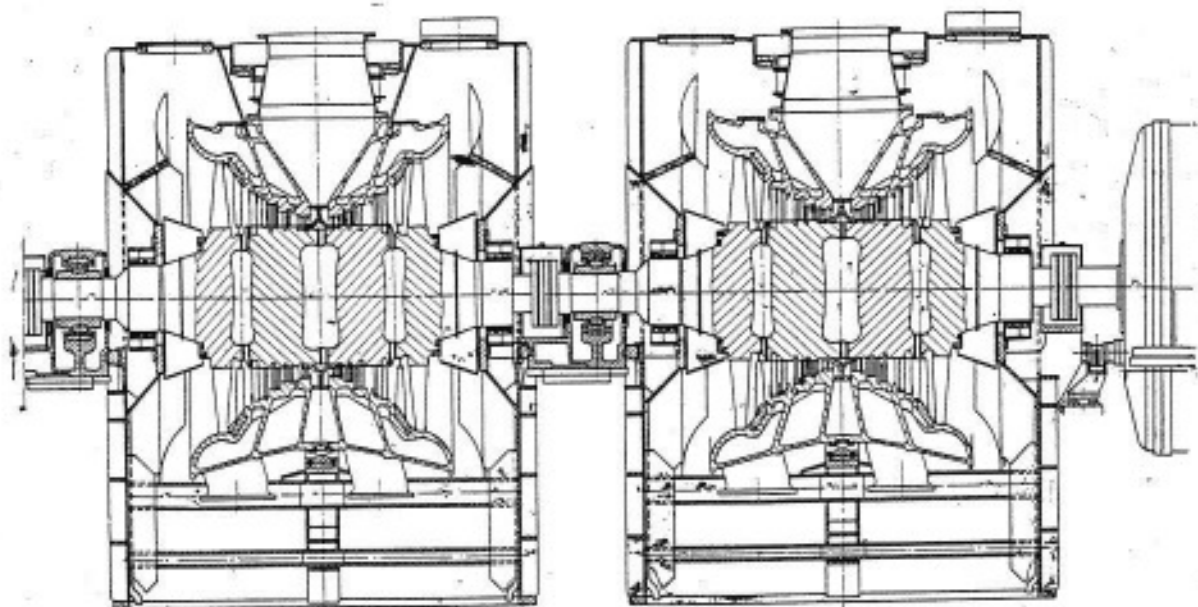
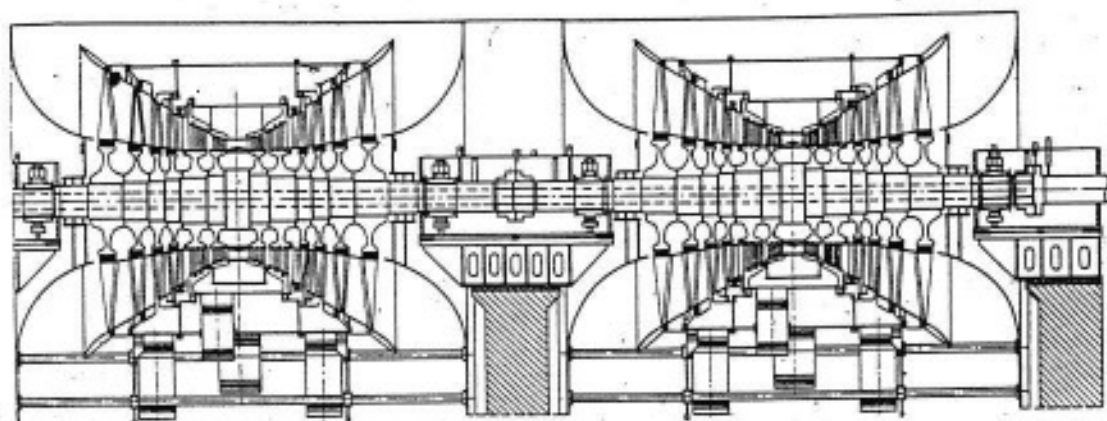


Рис. 9-15. Первая японская турбина мощностью 138,6 Мвт для АЭС.
а — вид турбоустановки в машинном зале; б — пазы на входных кромках рабочих лопаток.



$t_0 = 266^\circ\text{C}$, $n = 3600$ об/мин).



$t_0 = 261^\circ\text{C}$, $t_k = 225^\circ\text{C}$, $p_k = 0,025$ кгс/см², $n = 1500$ об/мин).

работает на влажном паре с начальным давлением 60 кгс/см² и давлением в конденсаторе 0,044 кгс/см², что соответствует конечной влажности более 23%. Поэтому в турбине применены как промежуточная, так и поступенчатая сепарация влаги. В ЦВД пар расширяется в шести ступенях до давления 17 кгс/см² и при влажности 10,5% поступает во внутренний сепаратор. После внутреннего сепаратора с влажностью 2,5% пар продолжает расширяться в восьми ступенях ЦСД до давления 1,37 кгс/см² и степени влажности 12,6%. Далее влажный пар направляется в выносной сепаратор циклонного типа, который установлен над турбиной в перепускной

трубе между ЦВД-ЦСД и ЦНД. Затем при влажности в 3% пар направляется в подогреватель, где происходит осушка пара практически до степени сухости $x=1$. Подогреватель также расположен в перепускной трубе и обогревается отборным паром. Пар в подогреватель отбирается за шестой ступенью ЦСД. Применение такой системы сепарации и промежуточного перегрева позволяет иметь влажность за последней ступенью ЦНД около 11—12%. Применение промежуточного внутреннего сепаратора между ЦВД и ЦСД (рис. 9-18,б) имеет ряд преимуществ перед выносными сепараторами. Прежде всего удалось создать сепаратор с весьма высокой

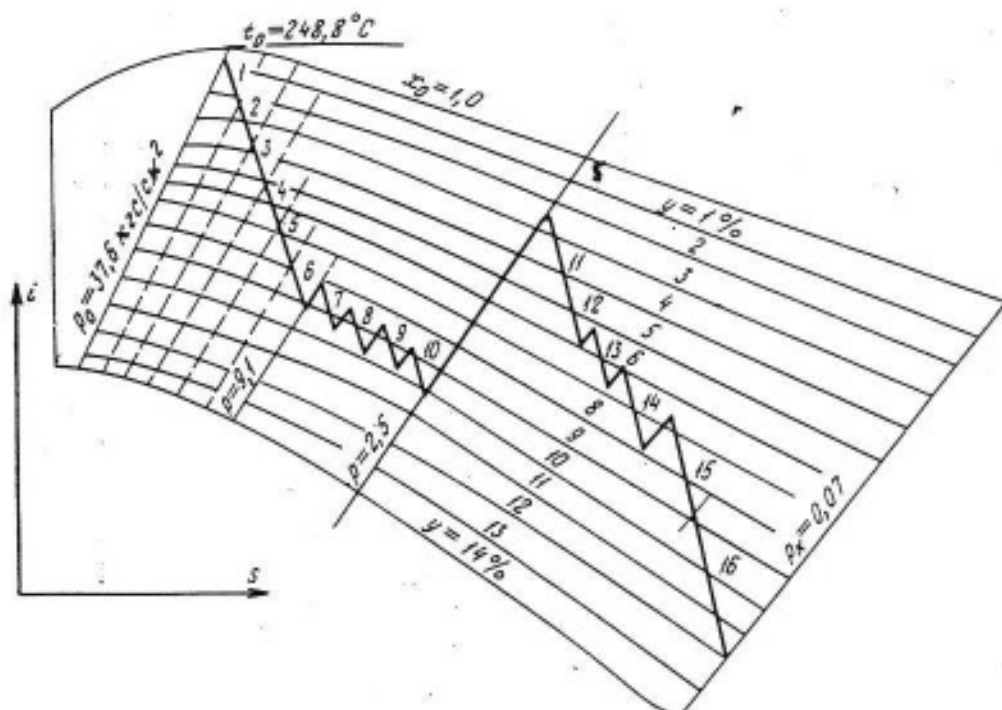


Рис. 9-16. Процесс расширения пара в i, s -диаграмме для турбины фирмы Мицубиси.

степенью сепарации (почти 7,5%), в то же время значительно уменьшились потери давления и отпала необходимость в использовании отсечных клапанов. На рис. 9-18 приведены две схемы выполнения турбин. В первом случае (рис. 9-18,а) пар после ЦВД выводится из проточной части турбины и направляется в выносной сепаратор, затем опять возвращается в ЦСД. Применение же внутреннего сепаратора исключает необходимость вывода пара из проточной части (рис. 9-18,б). В проточной части турбины имеется также развитая периферийная сепарация по ступеням, которая сочетается с отборами пара на регенерацию. Подогрев питательной воды осуществляется до температуры 198,2°C. Первый подогреватель питается паром из отбора после второй ступени ЦНД, второй из выхлопа ЦСД, деаэрагор — после шестой ступени ЦСД, четвертый — после третьей ступени ЦСД и пятый — из выхлопа ЦВД, т. е. после внутреннего сепаратора. В настоящее время фирмой изготавливается турбина аналогичной конструкции мощностью 300 Мвт с начальным давлением пара 61,7 кгс/см² и начальной температурой 277°C.

В 1973 г. фирма AEI предполагает ввести в эксплуатацию турбину мощностью 1100 Мвт с начальным давлением 66,6 кгс/см² [Л. 146]. Установка будет состоять из одного двухпоточного ЦВД, за которым следуют три двухпоточных ЦНД (частота вращения 1800 об/мин). Предполагается, что последние ступени низкого давления будут выполнены также с выхлопами Баумана (рис. 9-19). Однако в этой турбине не будет внутренних сепараторов, влага будет удаляться с помощью сепарации по ступеням и в выносных сепараторах-перегревателях.

Фирма AEI выпускает также турбины насыщенного пара по обычной схеме (без ступени Баумана) с выносными сепараторами-перегревателями. Ранее для атомной стадии Олдбери [Л. 179] была изготовлена тихоходная турбина $n=1500$ об/мин мощностью 313 Мвт с параметрами пара на входе $p_0=44$ кгс/см² и $t=390^\circ\text{C}$. Турбина состоит из однопоточного цилиндра высокого давления и трех ЦНД с лопаткой последней ступени высотой 1250 мм. Установка имеет выносной сепаратор с промперегревателем, который устанавливается

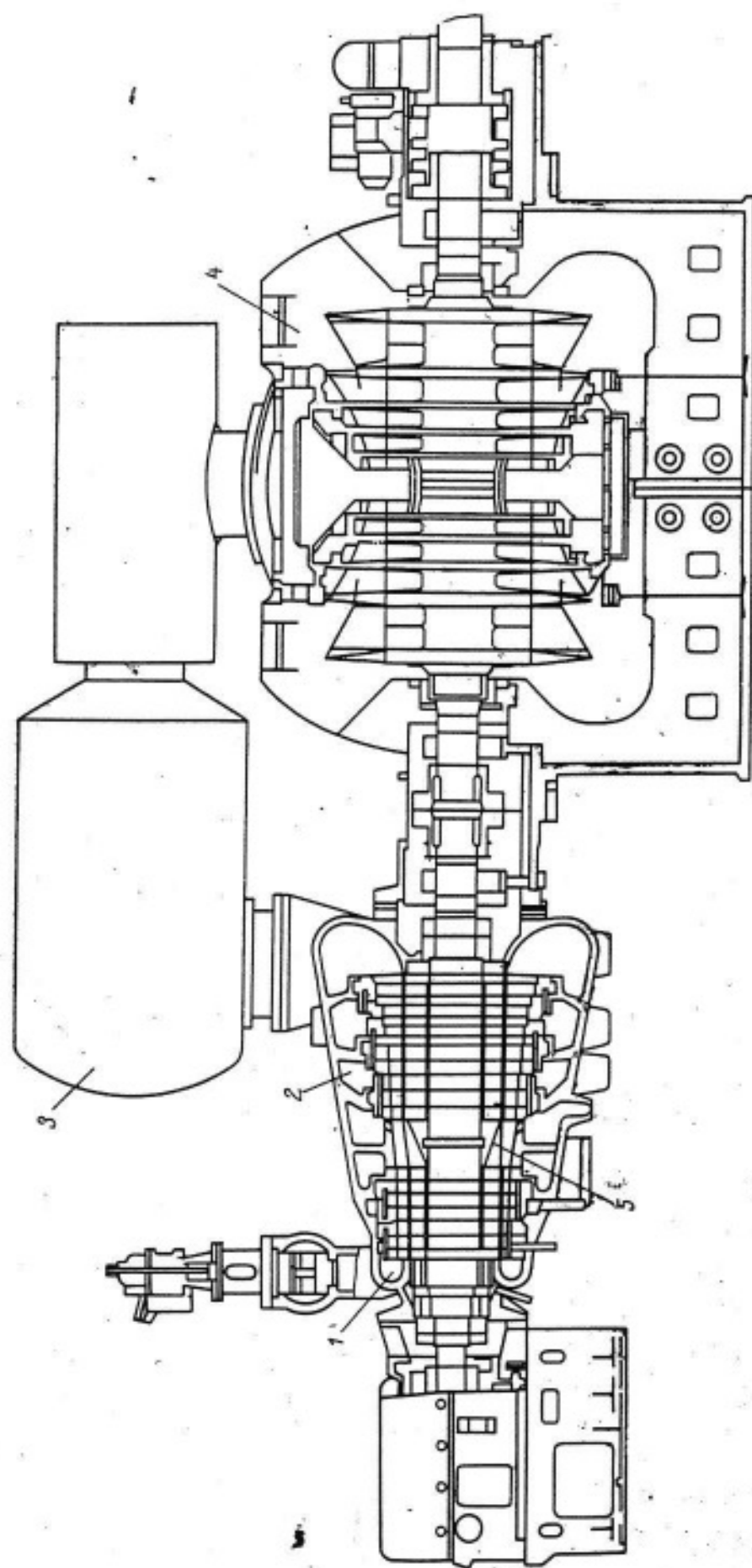


Рис. 9-17. Турбина фирмы АЕI.
1 — ЦВД; 2 — ЦСД; 3 — сепаратор-перегреватель; 4 — ЦНД; 5 — внутренний сепаратор первой ступени.

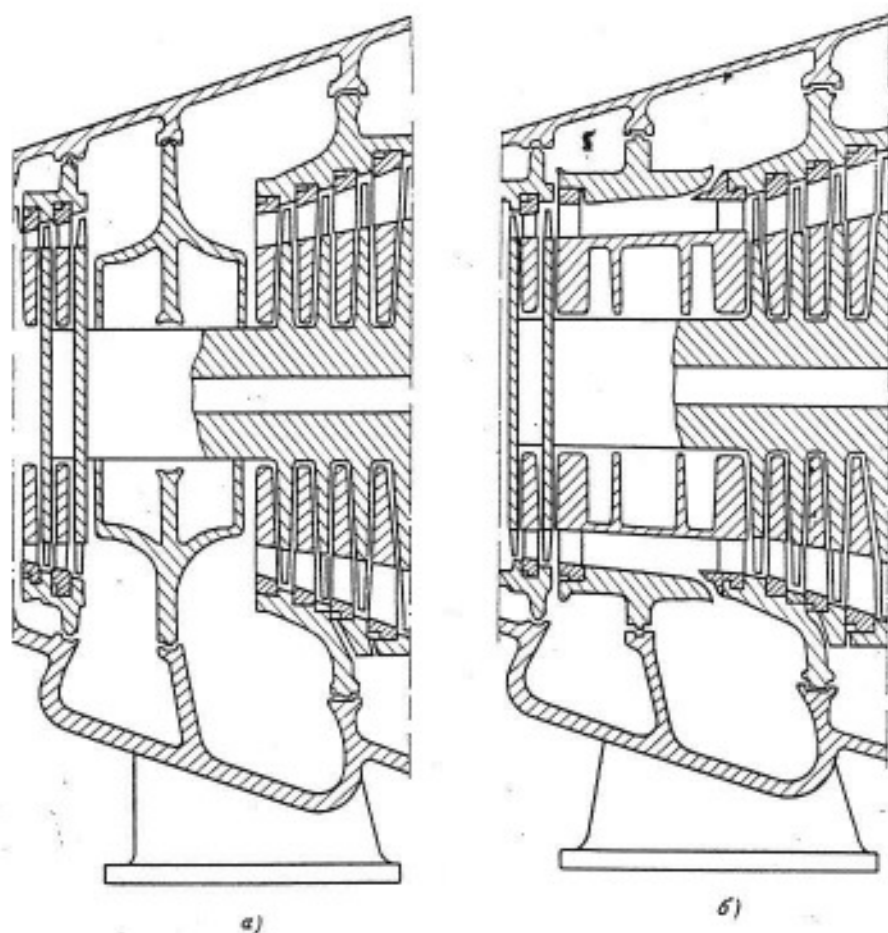


Рис. 9-18. Схемы расположения сепаратора после ЦВД.

а — сепаратор расположен вне корпуса турбины; б — сепаратор установлен в проточной части между ЦВД и ЦСД.

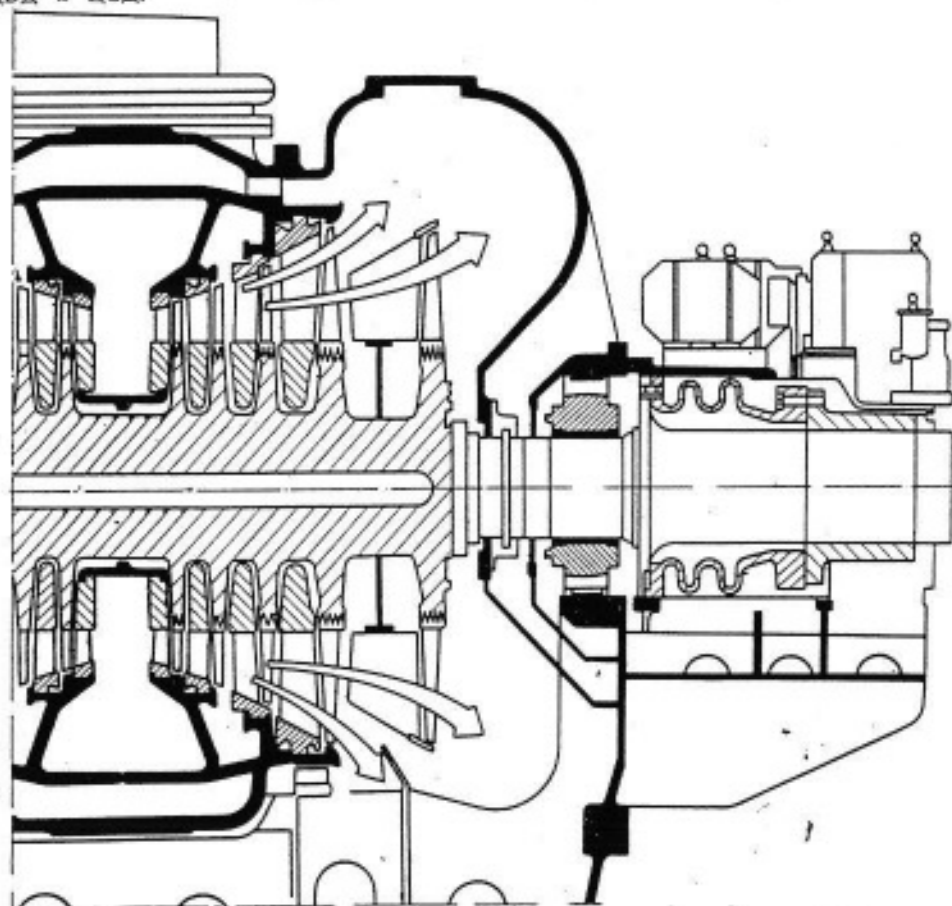


Рис. 9-19. Полупорный выхлоп турбины мощностью 1100 Мвт фирмы АЕI.

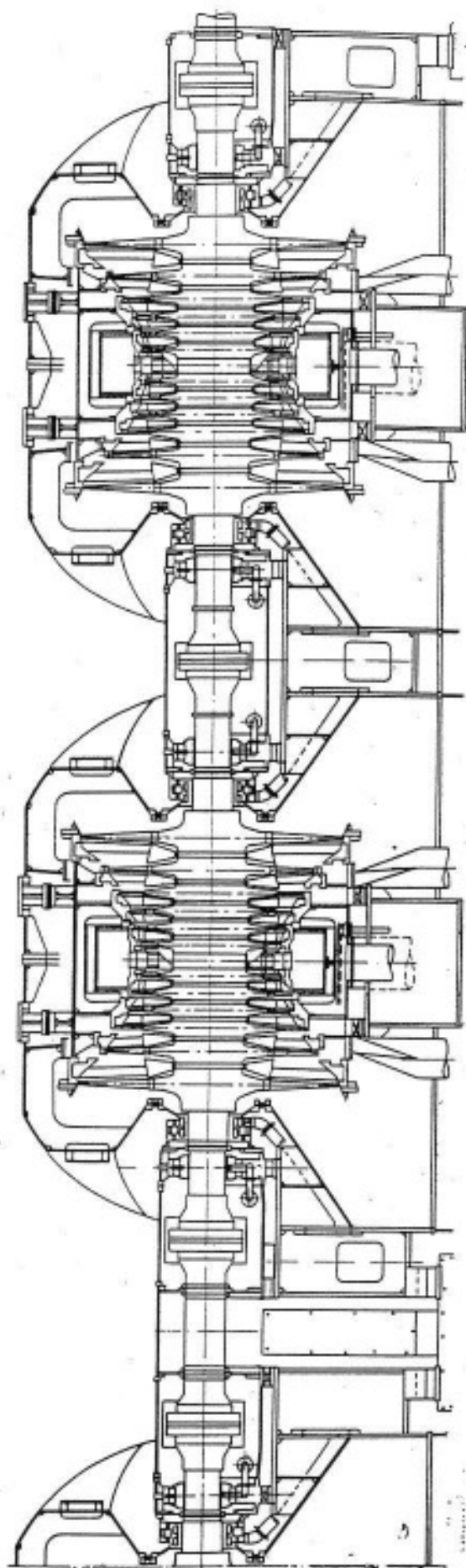
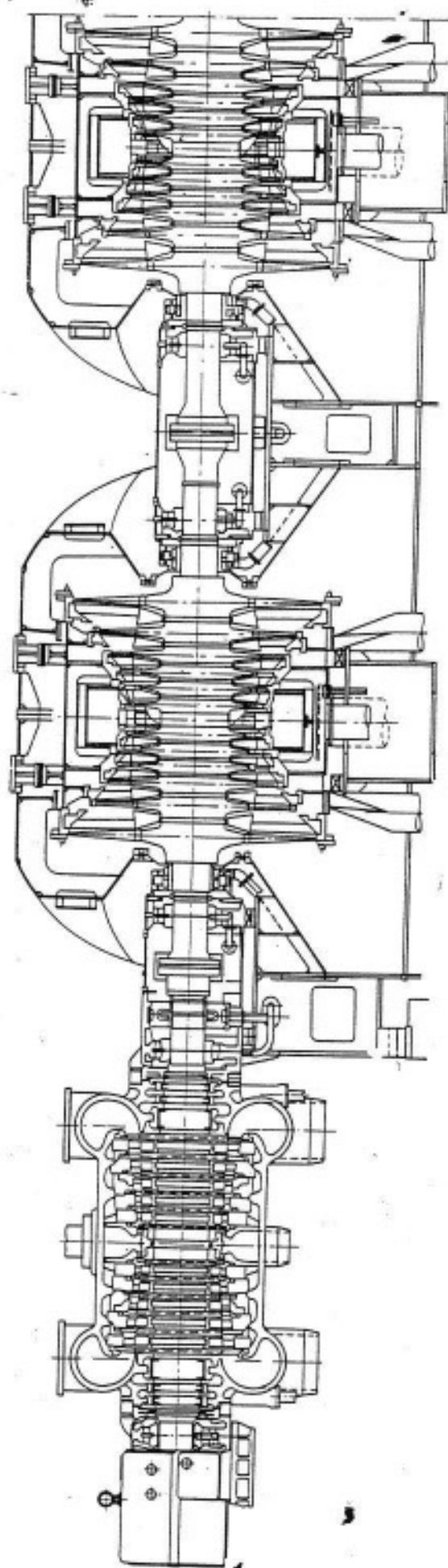
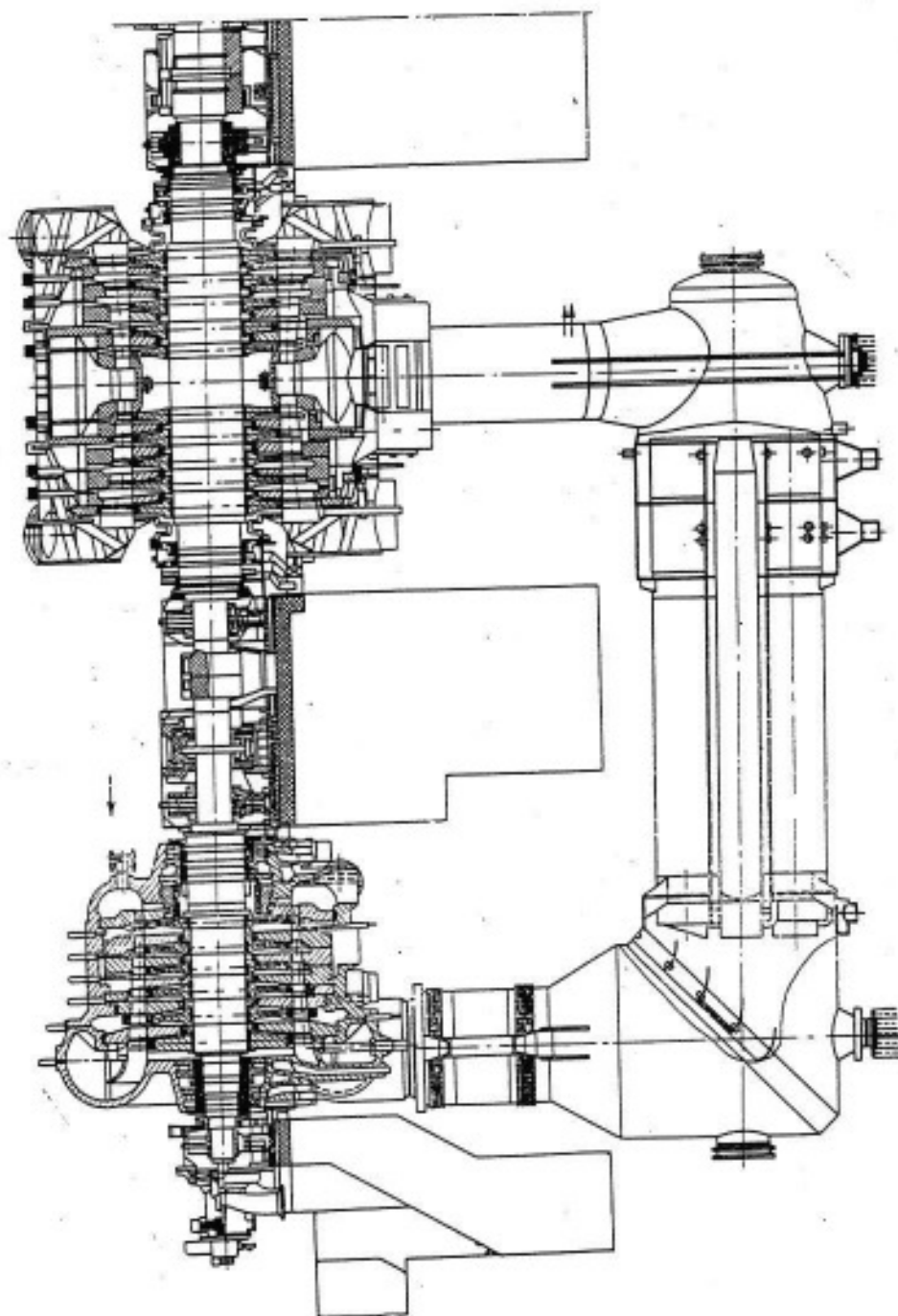


Рис. 9-20. Турбина фирмы AEI мощностью от 600 до 900 Мвт ($n=3000$ об/мин).



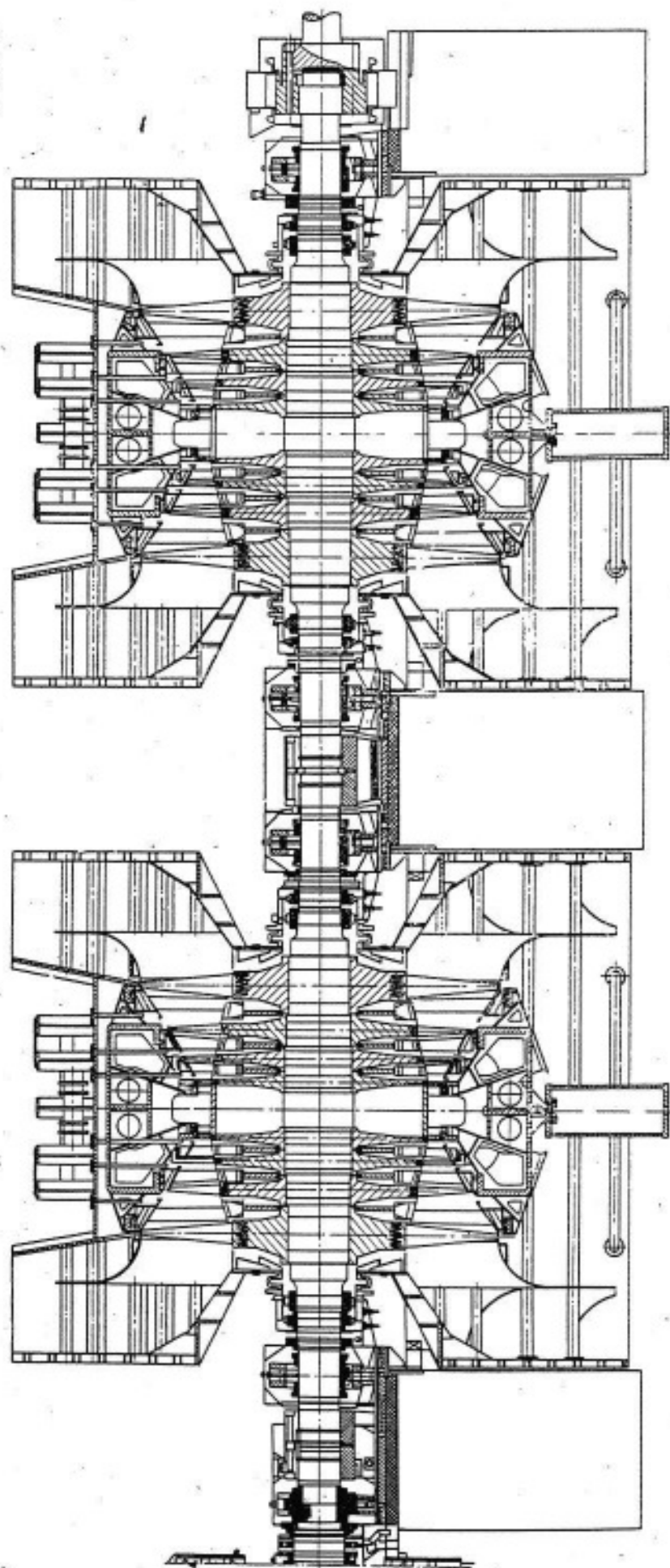


Рис. 9-22. Турбина для АЭС с системой контроля за проточной частью.

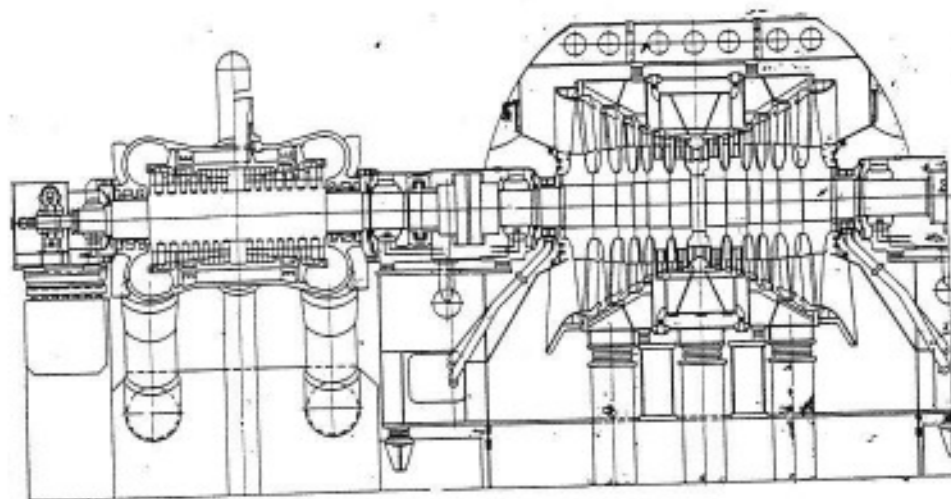


Рис. 9-21. Турбина фирмы AEI мощностью 1150 Мвт ($n=1800$ об/мин).

в перепускных трубах между ЦВД и ЦНД.

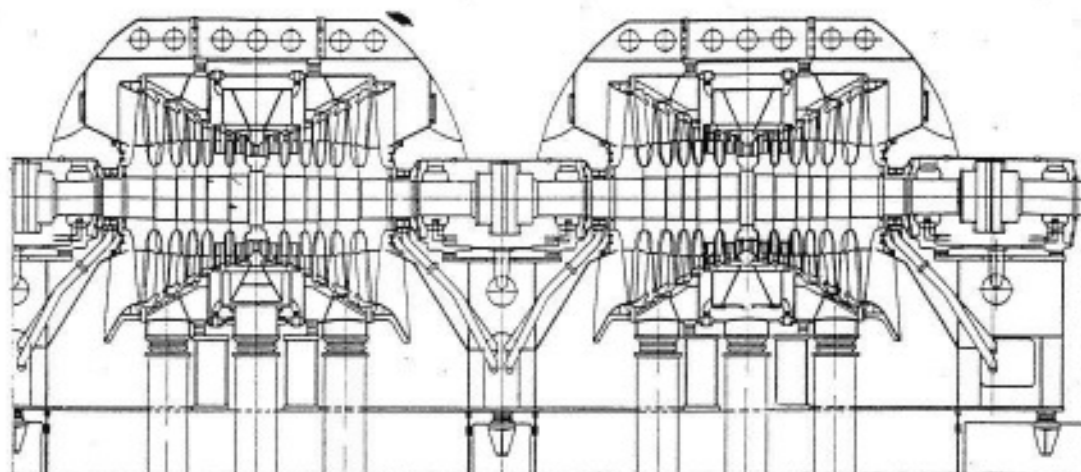
В [Л. 184] приводятся сравнительные характеристики турбин большой мощности для атомных и тепловых электростанций и дается анализ перспектив развития турбостроения на фирме Инглиш Электрик—АЕI. По данным фирмы, турбины на 3000 об/мин для АЭС могут быть изготовлены на мощность до 900 Мвт. На рис. 9-20 показана пятицилиндровая одновальная турбина (один ЦВД и четыре ЦНД) мощностью от 600 до 900 Мвт, которая работает с линии насыщения. На рис. 9-21 показана турбина мощностью 1150—1250 Мвт на 1800 об/мин. Такие турбины изготавливаются для электрических компаний США Детройт Эдисон и Южная Калифорния Эдисон с реакторами с водой под давлением и кипящими. Турбина имеет большие роторы ЦНД, выполненные с насадными дисками, ротор ЦВД—цельнокованный.

В последнее время обращается внимание на необходимость систематического контроля за проточной частью турбин влажного пара и измерения степени влажности по ступеням во время эксплуатации. На рис. 9-22 представлен продольный разрез турбины мощностью 670 Мвт, установленной на одноконтурной АЭС Вюргассен (ФРГ) с кипящим реактором. Турбина рассчитана на $p_0=67$ кгс/см², $t_0=t_s$, $p_2=0,035$ кгс/см², $n=1500$ об/мин и выполнена четы-

рехкорпусной: однопоточный ЦВД, двухпоточный ЦСД и два двухпоточных ЦНД с последней лопаткой длиной 1500 мм (периферийный диаметр 5800 мм и $v_{пер}=455$ м/сек). Между ЦВД и ЦСД расположен в перепускных паропроводах компактный циклонный сепаратор. Между ЦСД и ЦНД устанавливаются выносные пластинчатые сепараторы, снижающие влажность потока с 10 до 2%. Корпус ЦВД литой, корпуса ЦСД и ЦНД сварные с внутренними защитными покрытиями от эрозии. Все роторы выполнены с насадными дисками. Во всех цилиндрах турбины на каждой ступень предусмотрены отверстия, позволяющие оптическим методом следить за состоянием проточной части, в том числе за изменением осевых и радиальных зазоров.

9-3. ВЫБОР НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ МОЩНЫХ ТУРБИН АЭС

Перечисленные выше особенности турбин насыщенного и влажного пара для АЭС (низкие начальные параметры пара, увеличенный расход рабочего тела, сравнительно низкая экономичность цикла, а также самой турбины, существенно меньшие относительные затраты на топливо по сравнению с затратами на обычных ТЭС и т. д.) выдвигают необходимость пересмотра системы выбора оптимальных характеристик и параметров турбоустановок. Это отно-



сится прежде всего к выбору оптимального вакуума, числа оборотов, разделительного давления и других параметров. Совершенно очевидно, что решение поставленных задач возможно только на базе технико-экономических расчетов с учетом факторов надежности оборудования. В соответствии с принятой в СССР методикой проведения технико-экономических расчетов в качестве критерия оптимальности варианта принимаются годовые расчетные затраты на производство электроэнергии и тепла. В простейшем случае уравнение затрат имеет вид:

$$Z = EK + И,$$

где E — нормативный коэффициент эффективности капиталовложений; K — капитальные затраты; $И$ — ежегодные затраты (издержки) на эксплуатацию.

Не останавливаясь здесь на методах расчета оптимальных параметров и детальных результатах расчетов, рассмотрим лишь качественные изменения параметров турбоустановок на насыщенном паре.

Наиболее существенное влияние на конструктивные и технико-экономические показатели конденсационных турбин оказывает выбор расчетных параметров водоохладителя, характеристик конденсатора и ЦНД. Широкий переход в силу объективных причин к оборотным системам водоснабжения (с водохранилищами-охладителями или с испарительными градирнями) привел к повышению среднегодовых

температур охлаждающей воды с $10-12^\circ\text{C}$ (характерных для СССР до последнего времени) до $15-25^\circ\text{C}$. Это влияет на выбор технических характеристик турбин и конденсаторов, а также на технико-экономические показатели гидросооружений АЭС. Следует отметить, что снижение экономичности цикла при падении вакуума особенно сильно оказывается в турбоуста-

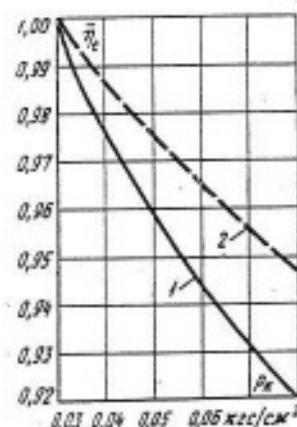


Рис. 9-23. Изменение термического к. п. д. цикла турбоустановки в зависимости от давления в конденсаторе.

1 — $p_0 = 60 \text{ кгс/см}^2$, $t_0 = t_s$; 2 — $p_0 = 160 \text{ кгс/см}^2$, $t_0 = 540^\circ\text{C}$.

новках насыщенного пара из-за низких начальных параметров. На рис. 9-23 приведены зависимости относительных значений термических к. п. д. от давления в конденсаторе для турбины с $p_0 = 65 \text{ кгс/см}^2$ и $t_0 = t_s$ (кривая 1) и турбины с высокими начальными параметрами $p_0 = 160 \text{ кгс/см}^2$ и $t_0 = 550^\circ\text{C}$ ($t_{\text{н.п.}} = 550^\circ\text{C}$). Как видно из графика, переход от давления в конденсаторе $p_k = 0,03 \text{ кгс/см}^2$

к $p_k = 0,08 \text{ кгс/см}^2$ в обычных станциях снижает экономичность на 5,5%, в то время как на станциях с турбинами насыщенного пара — на 8%. Однако из этого не следует однозначной рекомендации выбора более глубокого вакуума для турбин АЭС. Увеличенный почти вдвое расход пара (при равных мощностях турбин) в турбинах АЭС по сравнению с турбинами на критические параметры пара требует соответствующего увеличения числа ЦНД, поверхности конденсаторов, расхода охлаждающей воды и соответственно увеличения числа охлаждающих установок (водоемов, градирен). Это в свою очередь приводит к существенному росту капитальных затрат и повышению оптимального давления в конденсаторе. В каждом конкретном случае величина оптимального давления p_k должна определяться на основании технико-экономических расчетов. В общем случае при обратном водоснабжении турбин АЭС давление p_k будет на 10—15% выше, чем для турбин обычных ТЭС.

Непосредственно с величиной вакуума связан вопрос о выборе конструкции турбины: числа цилиндров низкого давления (число потоков), длины последней лопатки (или применение ступени Баумана), частоты вращения ротора турбины и ее предельной мощности. Взаимосвязь между перечисленными параметрами для турбин с $p_0 = 65 \text{ кгс/см}^2$ и $T_0 = T_s$ при потерях с выходной скоростью $c^2/2 \approx 41900 \text{ Дж/кг}$ (100 ккал/кг) представлена на рис. 9-24. Как видно из графиков, при принятых сравнительно больших потерях с выходной скоростью, числе выхлопов, равном восьми (четыре ЦНД), окружной скорости периферийных сечений лопаток $u = 600 \text{ м/сек}$ и частоте вращения ротора $n = 3000 \text{ об/мин}$ мощность в 1000 Мвт может быть достигнута при давлении в конденсаторе $p_k = 0,05 \text{ кгс/см}^2$. Аналогичная мощность при $u = 450 \text{ м/сек}$, $p_k = 0,05 \text{ кгс/см}^2$ и $n = 1500 \text{ об/мин}$ может быть достигнута при четырех потоках пара

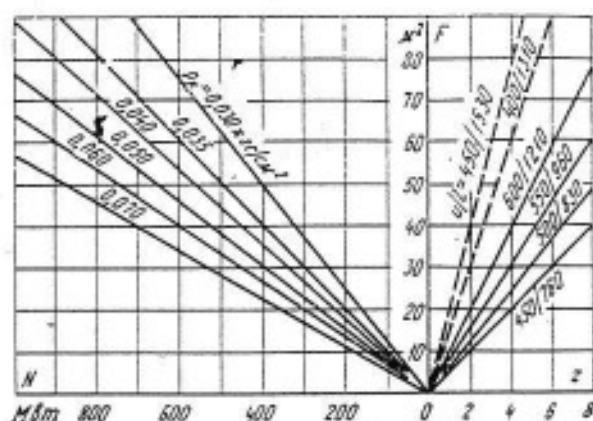


Рис. 9-24. Взаимосвязь величины вакуума в конденсаторе турбины с числом потоков z , длиной последней лопатки l , частотой вращения ротора n , предельной мощностью N и площадью выхлопа F .
— $n = 3000 \text{ об/мин}$; — — — $n = 1500 \text{ об/мин}$.

(двух ЦНД). Выбор частоты вращения и оценка предельной мощности турбины на $n = 3000 \text{ об/мин}$ является довольно сложной задачей, решение которой зависит от многих факторов. Следует отметить, что прогресс турбостроения как в СССР, так и в других странах был связан со стремлением увеличивать частоту вращения. Это обеспечивало наиболее благоприятные весовые и габаритные характеристики турбин. Наблюдавшееся каждые 9—11 лет удвоение единичных мощностей одновальных агрегатов полностью удовлетворяло потребности в развитии энергетики большинства стран. Вопрос о снижении частоты вращения наиболее остро встал в последнее время из-за трудностей, возникших при создании турбин большой мощности на насыщенном паре. Основными недостатками турбин с частотой вращения $n = 1500 \text{ об/мин}$ являются их весовые и габаритные характеристики. При равных единичных мощностях (до 500 Мвт) вес турбин насыщенного пара на 1500 об/мин оказывается в 1,5—1,8 раз больше, чем на 3000 об/мин. Правда, с ростом единичных мощностей до 1000 Мвт и выше удельные весовые характеристики тихоходных турбин приближаются к лучшим показателям быстроходных. Значительные размеры роторов не позволяют выполнить их цельноковаными, т. е. требуется применение

сварных конструкций. Особые трудности возникают при создании и транспортировке ЦНД, вес которых в 3—4 раза больше, чем ЦНД быстрой турбины. Главными преимуществами турбин на 1500 об/мин являются меньшее число цилиндров, менее напряженные детали турбины, более высокая экономичность из-за меньших потерь от влажности и более плавной проточной части ЦНД, меньшая подверженность эрозии лопаток турбин при равной влажности пара, а также снижение вероятности разгона ротора турбины в случае сброса нагрузки. Перечисленные преимущества на данном уровне развития турбостроения оказываются определяющими для мощностей 700—800 Мвт при вакууме $p_k = 0,04$ кгс/см². Совершенствование лопаток последних ступеней, переход на выхлоп Баумана и снижение вакуума, естественно, сместят эту границу в сторону больших единичных мощностей одновальных агрегатов.

Большое значение для экономичности и надежности турбин имеет правильный выбор разделительного давления между цилиндрами турбины. Оптимальное разделительное давление определяется рядом факторов: экономичностью цикла, изменением числа цилиндров турбины, размерами сепаратора-перегревателя и потерями в нем, величиной перегрева пара, изменением коэффициента теплоотдачи от поверхности нагрева к пару, изменением температурного напора и др.

На рис. 9-25 приведены расчетные зависимости относительного расхода тепла от промежуточного давления тепловой схемы с давлением пара на входе 66,6 кгс/см² и конденсаторе 0,049 кгс/см² с тремя каскадными ступенями подогрева, с влажностью после сепаратора 2% и потерями давления в сепараторе-подогревателе 2% [Л. 179]. Видно, что применение сепарации влаги позволяет получить снижение удельного расхода тепла более чем на 2,5% (кривая 2), при этом оптимальное значение промежуточного давления находится в зоне

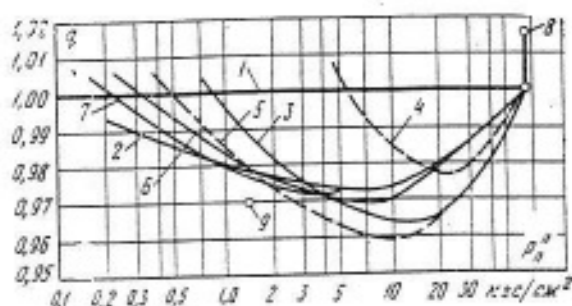


Рис. 9-25. Влияние промежуточного давления пара между ЦВД и ЦНД на относительный расход тепла q для различных тепловых схем.

1 — цикл без сепарации и перегрева; 2 — цикл с сепарацией; 3 — цикл с сепарацией и промперегревом до $t = 250^\circ\text{C}$ паром начальных параметров; 4 — цикл без сепарации с промперегревом до 250°C паром начальных параметров; 5 — цикл с сепарацией и двухступенчатым промперегревом до 180°C отбираемым паром и до 250°C паром начальных параметров; 6 — цикл с сепарацией и промперегревом до 180°C отбираемым паром давлением 20 кгс/см²; 7 — цикл с сепарацией и промперегревом до 125°C отбираемым паром давлением 6 кгс/см²; 8 — цикл при полном отсутствии влагоудаления в турбине; 9 — цикл с двукратной сепарацией и двукратным перегревом: первый раз при 20 кгс/см² свежим паром до 250°C , второй раз при 1,4 кгс/см² отбираемым паром до 180°C .

8—10 кгс/см². Применение сепарации с последующим перегревом острым паром приводит к еще большему снижению удельного расхода тепла (кривая 3) и достигает почти 4%. В то же время оптимальное промежуточное давление смещается в зону 11—13 кгс/см². С уменьшением промежуточного давления экономический эффект от сепарации и перегрева снижается и исчезает в зоне давлений $p_{\text{опт}} > 3$ кгс/см². Расчеты показывают, что применение перегревателя без предварительной сепарации влаги не оправдано (кривая 4). В то же время применение цикла с сепарацией влаги и двухступенчатым промперегревом (кривая 5) позволяет повысить к. п. д. по сравнению с одноступенчатым вариантом только на 0,5%.

Однако следует отметить, что расчет оптимального разделительного давления необходимо выполнять с учетом наибольшего числа факторов, влияющих на $p_{\text{опт}}$, так как некоторые дополнительные факторы могут существенно повлиять на величину оптимального разделительного давления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абианц В. Х. Теория газовых турбин реактивных двигателей. М., «Машиностроение», 1965.
2. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.
3. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
4. Абрамов Ю. И. Исследование эффективности внутриканальной сепарации.— В кн.: Вопросы теории, расчета и регулирования тепловых двигателей. Изд. УДН им. П. Лумумбы, 1969, вып. II.
5. Андреев В. А. Об устойчивости ламинарного течения тонких слоев жидкости.— ЖТФ, 1963, т. 45, № 3.
6. Андреев В. А., Белецкий С. З. Влияние конденсации паров воды на сверхзвуковые течения.— «Труды ЦАГИ», 1946, № 573.
7. Астафьев А. И. Некоторые результаты экспериментального исследования влагулавливающих устройств паровых турбин.— «Энергомашиностроение», 1960, № 2.
8. Астафьев А. И. Влагулавливающие устройства паровых турбин в зарубежном турбостроении.— «Энергомашиностроение», 1958, № 11.
9. Базаров С. М., Нахман Ю. В. Оптический зонд для исследования жидкой фазы влажного пара.— «Труды ЦКТИ», 1966, вып. 65.
10. Базаров С. М. и др. Исследование структурного состава жидкой фазы за последней ступенью паровой турбины.— «Теплоэнергетика», 1958, № 10.
11. Бартелини Р. А. Тепловая экономичность и экономика паровых турбин. Л., Госэнергоиздат, 1963.
12. Баршдорф Д., Филиппов Г. А. Анализ некоторых особых режимов работы сопел Лавала с местным подводом тепла.— «Известия АН СССР. Энергетика и транспорт», 1970, № 3.
13. Байвель Л. П. и др. Некоторые результаты измерения степени влажности пара на экспериментальной паровой турбине низкого давления.— «Энергомашиностроение», 1964, № 6.
14. Белецкий С. З. О конденсационных скачках.— ДАН СССР, 1945, т. 48.
15. Белоконов М. И. Термодинамика. М., Госэнергоиздат, 1959.
16. Бородин В. А., Дитякин Ю. Ф., Ягодкин В. И. О дроблении сферической капли в газовом потоке.— ПМТФ, 1962, № 1.
17. Борисенко А. И. Газовая динамика двигателей. М., Оборонгиз, 1962.
18. Боровков В. М., Ермаков В. Г. Испытания части низкого давления паровой турбины типа ВК-50-2 ЛМЗ.— «Энергомашиностроение», 1967, № 7.
19. Вайсман М. Д. Термодинамика парожидкостных потоков. М., «Энергия», 1967.
20. Вальха Я. Течение жидкой фазы в последних ступенях конденсационной паровой турбины.— «Prace IMP», 1969, № 42—44 (польск.).
21. Вальха Я. Течение двухфазных сред в прямых лопаточных решетках.— «Prace IMP» 1966, № 29—31 (польск.).
22. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Физматгиз, 1963.
23. Вегенер П. П., Мак Л. М. Конденсация в сверхзвуковых и гиперзвуковых аэродинамических трубах.— В кн.: Проблемы механики, вып. III, М., Изд-во иностр. лит., 1961.
24. Венедиктов В. Д. Турбины и реактивные сопла на двухфазных потоках. М., «Машиностроение», 1969.
25. Волюнский М. С. Изучение дробления капель в газовом потоке.— ДАН СССР, 1962, т. XVIII, № 2.
26. Вукалович М. П. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М., Машгиз, 1955.
27. Вулис Л. А. Термодинамика газовых потоков. М., Госэнергоиздат, 1950.
28. Гиневский А. С. Теория турбулентных струй и следов. М., «Машиностроение», 1969.
29. Гликман Л. А. Коррозионно-механическая прочность материалов. М., Машгиз, 1955.
30. Головин В. А., Занин А. И., Казинцев Ф. В. Методика исследования моделей последних ступеней турбин на влажном паре.— «Теплоэнергетика», 1965, № 3.
31. Гольштейн С. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости. М., Изд-во иностр. лит., 1948.
32. Гухман А. А. Применение теории подобия к исследованию процессов тепло-массообмена. М., «Высшая школа», 1967.
33. Данилов А. С. О течении влажного воздуха в соплах аэродинамических труб.— «Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение», 1960, № 6.
34. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М., Госэнергоиздат, 1961.
35. Дейч М. Е., Филиппов Г. А., Прякин В. В. Расчет к. л. д. ступеней, работающих на влажном паре.— «Теплоэнергетика», 1964, № 10.
36. Дейч М. Е. и др. Влияние влажности на эффективность обандаженной и необандаженной турбинной ступени.— «Энергомашиностроение» 1964, № 8.
37. Дейч М. Е., Филиппов Г. А. Газоди-

- намика двухфазных сред. М., «Энергия», 1968.
38. Дейч М. Е., Филиппов Г. А., Лазарев Л. Я. Атлас профилей осевых турбин.— М., Машгиз, 1965.
39. Дейч М. Е., Трояновский Б. М. Исследования и расчеты осевых турбин.— М., «Машиностроение», 1964.
40. Дейч М. Е., Филиппов Г. А., Стекольников Е. В. Скорость звука в двухфазных средах.— «Теплоэнергетика», 1964, № 8.
41. Дейч М. Е. и др. Исследование структуры потока влажного пара в соплах за турбинной ступенью.— «Теплоэнергетика», 1966, № 8.
42. Дейч М. Е., Филиппов Г. А., Поваров О. А., Соболев С. П. Турбинная ступень-сепаратор. А. С. № 333280 (СССР). Оpubл. в бюлл. «Открытия. Изобретения. Пром. образцы. Товарные знаки», 1972, № 11.
43. Дейч М. Е., Филиппов Г. А., Прякин В. В. Влияние влажности в турбинных ступенях с цилиндрическими лопатками.— «Теплоэнергетика», 1966, № 4.
44. Дейч М. Е. и др. Потери энергии, возникающие при течении влажного пара в турбинной ступени.— «Теплоэнергетика», 1966, № 12.
45. Дейч М. Е. и др. Экспериментальное исследование сепарации влаги в турбинных ступенях средней веерности.— «Теплоэнергетика», 1969, № 1.
46. Дейч М. Е. и др. Исследование структуры двухфазного потока за «скачком» конденсации в сверхзвуковых соплах.— «Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт», 1969, № 2.
47. Дейч М. Е., Игнатьевская Л. А. Исследование пленки на плоской пластине.— «Труды МЭИ», 1969.
48. Дейч М. Е., Филиппов Г. А., Шинкин Д. А. Некоторые результаты исследований сопловых решеток турбин на влажном паре.— «Теплоэнергетика», 1969, № 9.
49. Дехтярев Л. И. Влияние влажности пара на к. п. д. турбины.— «Тепло и сила», 1933, № 12.
50. Дехтярев Л. И. Эрозия турбинных лопаток.— «Советское котлотурбостроение», 1938, № 4.
51. Дорогов Б. С. Эрозия лопаток в паровых турбинах. М., «Энергия», 1965.
52. Дюнин А. К. Общие дифференциальные уравнения двухфазных потоков.— «Изв. Сиб. отд. АН СССР», 1961, № 10.
53. Жуковский М. И. Расчет обтекания решеток профилей турбины. М., Машгиз, 1960.
54. Ермаков Г. В. Атомная энергетика — основное направление развития теплоэнергетики будущего.— «Теплоэнергетика», 1971, № 4.
55. Зайцев А. В. К вопросу об устойчивости вязкой пленки на твердом теле в потоке газа.— ДАН СССР, 1960, т. 130, № 6.
56. Зельдович Я. Б. Теория образования новой фазы кавитации.— ЖЭТФ, 1942, № 12.
57. Зильберштейн С. Л. Паротурбостроение в США. М., Машгиз, 1961.
58. Капица П. Л. Волновое течение тонких слоев жидкости.— ЖЭТФ, 1948, № 1.
59. Качуринер Ю. Я. Определение скорости водяных капель, увлекаемых потоком газа.— ИФЖ, 1960, № 10.
60. Качуринер Ю. Я. и Фаддеев И. П. Влияние влажного пара на работу турбинной ступени.— «Энергомашиностроение», 1961, № 12.
61. Кириллов И. И. Теория турбомашин. М., «Машиностроение», 1964.
62. Кириш А. К., Абраменко О. Б. Влияние влажности пара на к. п. д. проточной части по результатам испытаний ЦНД турбины ВК-100-5 ЛМЗ.— «Теплоэнергетика», 1968, № 10.
63. Кириллов И. И., Яблоник Р. М. Основы теории влажнопаровых турбин. Л., «Машиностроение», 1968.
64. Кириллов И. И., Яблоник Р. М. Кинетика процесса конденсации пара в турбинной ступени.— «Энергомашиностроение», 1963, № 4.
65. Кириллов И. И. и др. Исследования влагоудаления на моделях ступеней мощных паровых турбин.— «Труды ЛПИ. Энергомашиностроение», 1969, № 310.
66. Кириллов И. И. и др. Влияние влажности на коэффициент полезного действия ступеней низкого давления мощных турбин.— «Теплоэнергетика», 1970, № 6.
67. Козырев С. П., Шальнев К. К. Релаксационная гипотеза механизма соударения жидкости и твердого тела.— ДАН СССР, 1970, т. 192, № 3.
68. Косяк Ю. Ф. и др. Исследование влагоулавливающих устройств турбинных ступеней низкого давления.— «Энергомашиностроение», 1965, № 9.
69. Косяк Ю. Ф., Савуков В. П. О борьбе с эрозией последних ступеней мощных паровых турбин.— «Энергомашиностроение», 1960, № 7.
70. Косяк Ю. Ф. и др. Определение эффективности системы влагоудаления проточной части низкого давления. М., НИИИН-ФОРМТЯЖМАШ, сер. «Паротурбостроение», 3-67-7.
71. Косяк Ю. Ф. и др. Некоторые результаты исследования структуры потока влажного пара за последней ступенью экспериментальной многоступенчатой паровой турбины ХТГЗ.— «Труды ЦКТИ», 1966, вып. 65.
72. Крайко А. Н., Стернин Л. Е. К теории течений двухскоростной сплошной среды с твердыми или жидкими частицами.— ПММ, 1965, т. 29, вып. 3.
73. Кузьмин Н. П., Сорокин Ю. Л., Ройзман А. Е. О методике расчета сепараторов выпарных аппаратов.— «Цветные металлы», 1965, № 2.
74. Кутателадзе С. С., Стырикович М. А. Гидравлика газожидкостных систем. М., Госэнергоиздат, 1958.
75. Лагерев В. В. Влияние влажности пара на коэффициент расхода сопла.— «Изв. вузов. Энергетика», 1962, № 5.
76. Лагунов А. С. и др. Прибор для непосредственной записи индикатрисы рассеяния света при измерениях дисперсности жидкой фазы, взвешенной в потоке.— «Труды ЦКТИ», 1966, вып. 65.
77. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.

78. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М., Изд-во АН СССР, 1952.

79. Левич В. Г. Введение в статистическую физику. М., Гостехиздат, 1954.

80. Левин Л. М. Об осаждении частиц из потока аэрозоля на препятствие. — ДАН СССР, 1953, № 6.

81. Лойцянский Л. Г. Механика жидкостей и газов. М., «Наука», 1970.

82. Лышевский А. С. Движение жидких капель в газовом потоке. — Изв. вузов Энергетика, 1963, № 7.

83. Маргулова Т. Х. Атомные электрические станции. — М., «Высшая школа», 1969.

84. Марков Н. М., Терентьев И. К., Ермашов Н. Н. Некоторые результаты экспериментального исследования влияния влажности на характеристики турбинных ступеней. — Изв. вузов. Энергетика, 1963, № 3.

85. Марков Н. М., Ермашов Н. Н. К вопросу о точности измерения скоростного напора. — Труды ЦКТИ, 1966, вып. 65.

86. Марчик Э. А. Движение конденсированной фазы в межлопаточных каналах ступени осевой газовой турбины. — Теплоэнергетика, 1965, № 10.

87. Матвеев Г. А., Молчанов Ю. С. Расчет к. п. д. турбинной ступени, работающей на влажном паре. — Судостроение, 1962, № 7.

88. Базаров Е. И., Анфимов В. М. Исследование некоторых физико-механических свойств титана и его сплавов с алюминием. — В кн.: Свойства материалов, применяемых в турбостроении, и методы их испытаний. М., Машгиз, 1962.

89. Нахман Ю. В. Уравнения для анализа течения влажного пара. — Изв. вузов. Энергетика, 1963, № 9.

90. Нахман Ю. В. К вопросу о влиянии влажного пара на к. п. д. турбинной ступени. — Изв. вузов. Энергетика, 1963, № 3.

91. Нахман Ю. В., Зильбер Т. М., Косая Ю. Ф. Исследования работы отсека ступеней низкого давления паровой турбины в области влажного пара. — Труды ЦКТИ, 1965, вып. 55.

92. Основы газовой динамики. Сб. под ред. Г. Эммонса. М., Изд-во иностр. лит., 1963.

93. Павловский Г. И., Братута Э. Г. Определение коэффициента расхода при истечении влажного пара из сопловой решетки. — Изв. вузов. Энергетика, 1963, № 8.

94. Перельман Р. Г. О расчете давлений при соударении капель с плоскостью. — Изв. вузов. Машиностроение, 1968, № 7.

95. Петросяни А. М. Ядерная энергетика Советского Союза. — Атомная энергия, 1971, т. 30, вып. 3.

96. Ратнер А. В., Зеленский В. Г. Эрозия материалов теплоэнергетического оборудования. М., «Энергия», 1966.

97. Саввин В. Н. и др. Турбины ХТГЗ на насыщенном паре. — Теплоэнергетика, 1971, № 4.

98. Салтанов Г. А. Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск, «Высшая школа», 1972.

99. Самойлович Г. С. Нестационарное обтекание и аэроупругие колебания решеток турбомашин. М., «Наука», 1969.

100. Семенов Н. И., Костерин С. И. Результаты исследования скорости звука в движущихся газожидкостных смесях. — Теплоэнергетика, 1964, № 6.

101. Слэкин Н. А. Дифференциальные уравнения движения пульпы. — ДАН СССР, 1952, т. 86, № 2.

102. Соболев С. П. и др. Некоторые результаты исследования работы ступеней низкого давления паровых турбин. — Теплоэнергетика, 1965, № 9.

103. Сорокин Ю. Л. Об условиях устойчивости некоторых режимов движения газожидкостных смесей в вертикальных трубах. — ПМТФ, 1963, № 6.

104. Степанов Ю. Г. Гидромеханика решеток турбомашин. М., Физматгиз, 1962.

105. Стерман Л. С. Исследование работы жалюзийного сепаратора при различных давлениях. М., «Машгиз», 1954.

106. Сычев В. В. Новое уравнение для показателя адиабаты влажного пара. — Теплоэнергетика, 1961, № 3.

107. Степанчук В. Ф., Салтанов Г. А. Расчет скачков уплотнения в области влажного пара. — Теплоэнергетика, 1965, № 4.

108. Телетов С. Г. Вопросы гидродинамики двухфазных сред. — Вестник МГУ, 1968, № 2.

109. Терентьев И. К. Определение степени влажности в проточной части турбины. — Энергомашиностроение, 1963, № 12.

110. Терентьев И. К., Ермашов Н. Н. Влагодальствие в паровых турбинах. М., НИИИФОРМТЯЖМАШ, сер. «Паротурбостроение», 3-70-13.

111. Траупель В. Тепловые турбомашин. М., Госэнергоиздат, 1961.

112. Трояновский Б. М. О выборе числа оборотов турбин насыщенного пара для АЭС. — Теплоэнергетика, 1969, № 6.

113. Урванцев Л. А. Эрозия и защита металлов. М., «Машиностроение», 1966.

114. Фабрикант Н. Я. Аэродинамика. М., «Наука», 1965.

115. Фаддеев И. П. Снижение к. п. д. турбинной ступени и увеличение расхода через нее при работе на влажном паре. — Изв. вузов. Энергетика, 1960, № 2.

116. Фаддеев И. П., Шубенко А. Л. Движение пленки конденсата на вогнутой поверхности сопловой лопатки. — Энергомашиностроение, 1968, № 2.

117. Филиппов Г. А., Пряхин В. В. К расчету расходных характеристик сопловых аппаратов. — Теплоэнергетика, 1965, № 11.

118. Филиппов Г. А. К определению степени неравномерности процесса расширения двухфазной среды. — Изв. вузов. Энергетика, 1970, № 2.

119. Филиппов Г. А., Поваров О. А. Исследование сепарирующей способности турбинного колеса с пластинами. — Теплоэнергетика, 1968, № 12.

120. Филиппов Г. А. Исследования и расчеты сепарационной способности турбинных ступеней. — Prace IMP, 1969, № 42-44 (польск.).

121. Филиппов Г. А., Поваров О. А. К расчету эффективности сепарации влаги

в турбинных ступенях.— «Труды МЭИ», 1967.

✓ 122. Филиппов Г. А., Поваров О. А. К расчету турбин, работающих на влажном паре.— «Теплоэнергетика», 1970, № 5.

✓ 123. Филиппов Г. А., Салтанов Г. А., Игнатьевский Е. А. Анализ конденсации пересыщенного пара в турбинных ступенях.— «Теплоэнергетика», 1970, № 12.

✓ 124. Филиппов Г. А., Шишкин Д. А. Исследование влияния геометрических размеров и режимных параметров на характеристики сопловых решеток, работающих на влажном паре.— «Труды МЭИ», 1969.

125. Франкль Ф. И.— «Труды физ.-мат. фак. Киргизского госуд. ун-та», 1956, вып. 3.

126. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкости. М., Изд-во АН СССР, 1945.

127. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1955.

128. Хэммитт Ф. Исследование масштабного и термодинамического эффектов при кавитации в неподвижных и вращающихся элементах.— «Техническая механика», 1963, сер. Д, № 3 (пер. с англ.).

✓ 129. Циклаури Г. В. и др. Определение скорости движения капель двухфазного потока временем пролетным методом.— ТВТ, 1970, т. VIII, № 4.

130. Чернухин В. А. Исследование течения пленки жидкости при взаимодействии ее с нестабилизированным потоком газа.— «Изв. вузов. Машиностроение», 1962, № 8.

131. Чупирев Д. А. Проектирование и тепловые расчеты стационарных тепловых турбин. М., Машгиз, 1953.

132. Шалобасов И. А. Некоторые вопросы физики кавитации, связанные с эрозией гидравлического оборудования.— «Труды МЭИ», 1967.

133. Шалобасов И. А., Шальнев К. К. К вопросу о механизме влияния внешнего магнитного поля на кавитацию и эрозию.— «Магнитная гидродинамика», 1971, № 1.

134. Шальнев К. К. Масштабный эффект кавитационной эрозии.— ЖПМТФ, 1962, № 4.

135. Шегляев А. В. Паровые турбины. М., «Энергия», 1967.

136. Щекотин А. В., Саложников В. Н. Исследование работы группы ступеней турбины АР-4-8.— «Теплоэнергетика», 1961, № 8.

137. Шифрин К. С., Голиков В. И. Определение спектра капель методом малых углов.— В кн.: Труды межведомств. конф. по исследованию облачности. М., Изд-во АН СССР, 1960.

138. Шкопек Я. Исследование влагоудаления в направляющем аппарате турбины в условиях эксплуатации.— «Prace IMP», 1969, № 42—44 (польск.).

139. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М., «Наука», 1969.

140. Шубенко-Шубин Л. А. Основные особенности турбинного агрегата К-300-240 ХТГЗ.— «Теплоэнергетика», 1960, № 10.

141. Шварц В. А., Бушлер И. Ш. Промежуточная сепарация и перегрев пара в турбогенераторах атомных электростанций. М., НИИИНФОРМТЯЖМАШ, 1969, 3-69-11.

✓ 142. Яблоник Р. М. Экспериментальное исследование влагоудаления за направляющим аппаратом турбинной ступени.— «Энергомашиностроение», 1963, № 2.

✓ 143. Яблоник Р. М., Лагерев В. В. Некоторые результаты экспериментального исследования внутриканальной сепарации влаги.— «Изв. вузов. Энергетика», 1967, № 5.

✓ 144. Яблоник Р. М., Маркович Э. З. Влияние отсоса пара через влагоудаляющее устройство на влагоудаление из проточной части и к. п. д. турбины.— «Энергомашиностроение», 1964, № 2.

145. Ackeret J.— «Escher-Wyss Mitt.», 1934, № 6.

146. AEI break into US with 1100 MW order.— «Eng. and Boiler House Review», 1968, v. 83, № 2.

147. Artusa F. A. Turbines and cycles for nuclear power plant application.— Americ. Power Conf., Chicago, 1967, v. 29.

148. Bailly F. G., Miller E. H. Modern turbine designs for water-cooled reactors.— «Nuclear Eng.», 1967, v. 12, № 128.

149. Barschdorff D. Droplet formation influence of shock waves and instationary flow patterns by condensation phenomena at supersonic speeds.— Engl. Third Intern. Conf. on Rain Erosion and Associated Phenomena, 1970, August.

150. Barschdorff D. Kurzzeitfeuchtemessung und ihre Anwendung bei Kondensationserscheinungen in Lavaldufen.— Mitt. des Instituts für Stromungslehre und Stromungsmaschinen. T. H. Karlsruhe, Juni 1967, H. 6.

151. Baumann K. Some recent developments in large steam turbine practice.— «J. Inst. electr. Engrs», 1921, v. 59.

152. Becker R., Koring W. Kinetische Behandlung der Keimbildung in übersättigten Dämpfen.— «Ann. Phys.», 1935, № 24.

153. Bergren N. R. An empirically derived basis for calculating the rate, areas, and distribution of water-drop impingement on dirfuels.— NACA, 1952, Rep. 1407, Transl. № 7528.

154. Binnie A., Woods M. The pressure distribution in a convergentdivergent steam nozzle.— Proc. Mech. Engrs, London, 1938, v. 229, № 138.

155. Boily F. G., Cotton K. C., Spenser R. S. Predicting the performance of large speed turbine-generators with saturated and low superheat steam conditions.— Americ. Power Conf., April 1967, № 29.

156. Blanic P. Французские паровые турбины для промышленной энергетики.— «Arts. et Manufest», 1969, 196.

157. Brunton J. H. High speed liquid impact.— «Phil. Trans. of the Royal Soc.», London, 1966, ser. A, v. 260, № 1110.

158. Christie D. G., Hayward C. W. Erosion of steam turbine blades.— «Philos. Trans. Royal Soc.», London, 1966, ser. A, № 1110.

159. Church E. F. Steam Turbines, 1950.

160. Collingham R. E., Firey J. C. Velocity of sound measurements in wet steam.— «Industr. Engin. Chem. Process Design and Developm.», 1963, v. 2, № 3.

161. Drahý J. Czech nuclear turbines.— «Energy Intern.», 1969, № 11.

162. Dukler A. L.—«Ch. E. J.», 1964, v. 10, № 1.
163. Ehrentreich J., Pautleon M. Die europäische Atomindustrie und ihr Markt.—«Atomwirtschaft», 1969, № 1.
164. Engel O. G. Erosion damage to solids caused by highspeed collection with rain.—«J. Res. Nat. Bur. Stand.», 1958, v. 60.
165. Engel O. G. Grater depth in fluid impots.—«J. Appl. Phys.», 1966, v. 37, № 4.
166. Engel O. G. Waterdrop collisions with solid surfaces.—«J. of Research of the Nat. Bur. St.», 1955, v. 54, № 5.
167. Flott F. Dampfturbinen grosser Leistung.—«Escher-Wyss Dampfturbinen», 1951, № 4.
168. Friedrich H. Stufendüsen-Kondensatableiter und deren Kennfelder.—«Energie», 1958, № 5.
169. Frewer H., Keller W. Das 1200-MW Kernkraftwerk Biblis.—«Atomwirtschaft-Atomtechnik», 1960, № 10.
170. Fuoll A. A., King R. B. Rain erosion aspects aircraft and guided missiles.—«J. of the Roy. Soc.», 1962, № 61.
171. Häbeler G. Zerstörung grosser Wassertropfen unter dem Einfluss aerodynamischer Kräfte in stationären Wasserdampfströmungen bei Unterschallgeschwindigkeit.—Inst. Therm. Strom. Karlsruhe, 1969.
172. Harris F. R. Steam turbine for the 100 MW (e) prototype.—«Nucl. Engng.», 1967, v. 12, № 133.
173. Heymann F. J. High-speed impact between a liquid drop and a solid surface.—«J. Appl. Phys.», 1964, v. 10, № 13.
174. Hohl R. Satttdampfturbinen für Kernkraftwerke.—«Escher-Wyss Mitt.», 1967, № 1.
175. Hossli W. Probleme beim Bau von Turbinen für Kernkraftwerke.—«BBC Sonderdruck», 1969, № 10.
176. Gardner F. W. The erosion of steam turbine blades.—«Eng.», 1932, v. 155.
177. Gardner G. C. Events leading to erosion in the steam turbine.—«Combustion», 1965, № 9.
178. Gardner G. C. Viscous flow of a liquid over a rotating feed face with gas.—«J. Appl. Mech.», Trans. ASME, 1963, v. 87.
179. Gerhard S. Probleme grosser Kernkraftwerksturbinen.—«Energietechnik», 1970, Bd 20, № 10.
180. Götton Kh. Wasserabscheider und Zwischenüberhitzer in Kernkraftanlagen.—Techn. Rasch. Sulzer, 1970, Bd 52, № 1.
181. Gyarmathy G. Kondensationsstop-Diagramme für Wasserdampfströmungen.—«Forschungen auf den Gebieten des Ingenieurwesens», 1963, Bd 29, № 4.
182. Gyarmathy G. Grundlagen einer Theorie der Nassdampfturbine. Juris-Verlag, Zürich, 1960.
183. Gyarmathy G., Mayer H. Spontane Kondensation.—VDI, Forschungsh., Düsseldorf, 1965.
184. Kalderon D. Large steam turbines for nuclear and conventional power stations.—«J. of Science and Techn.», 1971, v. 38, № 1.
185. Keenan J. K. Thermodynamics. New-York, 1947.
186. Kolb B. Messung der Tropfengrösse im Nassdampf.—«Brown Boveri Mitt.», 1962, № 7/8.
187. Kontrowitz A.—«J. Ch.», 1951, v. 19, p. 9.
188. Kraft B. A. Die Dampfturbine im Betriebe. 1952.
189. Kraft B. A. Die neuzeitliche Dampfturbine. 1954.
190. Krzyzanowski J. Przybione rozwiazania rownania ruchu ciekłej warstwy cieczy po wizujocej płoskiej płycie.—«Prace IMP», 1969, № 24.
191. Krzyzanowski J. Wybrane zaganienia fazy ciekłej w stopnie turbiny kondensacyjnych.—PAN, Warszawa-Poznan, 1969.
192. Ludwig M. Endstufenschaufeln von Grossdampfturbinen.—«Elektrizitätswirtschaft», 1967, H. 24.
193. Lukowsky G. Die Vorgänge der Unterkühlung und Kondensation in Nassdampfturbinen.—BWK, 1965, № 1.
194. Milliess E. Wassertropfen in Nassdampfstufen.—BWK, 1963, № 5.
195. Nuclear powered steam turbine 138 MW.—«J. of the ISME», 1968, v. 71, № 595.
196. Jagartne O. W., Mason B. J. The coalescence and bouncing of water drops at an air-water interface.—«Proc. of the Royal Soc.», 1964, v. 280, № 1383.
197. Jenkins D. S., Booker J. D., Smed J. W. An experimental method for study of the impact between a liquid drops and a surface moving at high speed.—London, ARCR, 1961, № 2, p. 25.
198. Jenkins D. C., Booker J. D. The impingement of water drops on a surface moving at high speed.—«J. Appl. Phys.», 1967, v. 38.
199. Jericha H. Schaufelerosion in Endstufen von Kondensationsdampfturbinen.—«Elen-Zeitschrift», 1967, Jahrgang 19.
200. Jungclaus G., Raay O. Berechnung der Strömung in Lavaldüsen mit beliebig verteilter Wärmezufuhr.—«Ing. Archiv», 1967, Bd 36, H. 4.
201. Ocwatitsch K. Die Nebelbildung in Windkanälen und ihr Einfluss auf Modellversuche.—«Jahrbuch der Dtsch. Luftfahrtforschung», 1941, Bd 1, № 1.
202. Pouring A. A. Thermal choking and condensation in nozzles.—«Phys. Fluids», 1965, № 8.
203. Pierpoline M. F., Munnis J. A. Feed pump turbines for nuclear plants.—Amer. Power Conf., 1968, v. 30.
204. Preiskorn G. Erosionsschäden an Endstufen von Kondensations-Dampfturbinen und Massnahmen zu ihrer Minderung.—«Maschinenbautechnik», 1958, № 11.
205. Prace IMP PAN № 42—44, 1965 (II Scient. Conf. on Steam Turbines of Great Output, Gdansk, September 1967).
206. Puzyrewski R., Krzeczowski S. Некоторые результаты исследования дробления водяной пленки и движения капель воды в аэродинамическом следе.—«Prace IMP PAN», 1966, № 29—31 (польск.).
207. Senger U. Die Dampfnässe in den letzten Stufen von Kondensationsturbinen.—«Elektrizitätswirtschaft», 1939, № 14.
208. Shapiro A. H., Erickson N. J. On the changing size spectrum of particle clouds

undergoing evaporation combustion or acceleration.—«Trans. ASME», 1957, v. 79, № 4.

209. Schmiedel F. Auslegung und Konstruktion von Saturated steam turbines.—«Atomkernenergie», 1958, № 8, 12.

210. Schmidt B. Beobachtungen über das Verhalten der durch Wasserdampf-Kondensation ausgelösten Störungen in einer Überschall-Windkanaldüse. Dissertation T. H. Karlsruhe, 1962.

211. Silberman E. Sound velocity and alternation in bubble mixtures measured in standing wave tubes.—«J. of Acoust. Soc. of Amer.», 1957, v. 29, № 8.

212. Simon W. Entwässerung von Turbinen auf atomangetriebenen Schiffen.—«Jahrb. Schiffbautechn. Gesellsch.», 51 (1957), S. 36/37.

213. Smith A. Physical aspects of blade erosion by wet steam in turbines.—«Phil. Trans. Roy. Soc. London», 1966, Ser. A, № 1110.

214. Skopek J. Odvadem vody z zozvadech lopatek turbinoveto sputnic.—Strosizensive, 1964, № 14.

215. Somm E. Beurteilung der Erosionsgefahr in Niederdruckdampfturbinen.—«Brown Boveri Mitt.», 1971, № 10.

216. Soo S. L. Fluid dynamics of multiphase systems. Univ. of Illinois, Urbana, 1967.

217. Solvestri G. T. 60—67, № 3289408, 22/IV, 1964.

218. Thomas H. J. Grenzleistungsprobleme

bei thermischen Turbomaschinen.—«Mitt. der VGB», 1971, H. 4, № 51.

219. Trassl W. Dampfturbinen für Kernkraftwerke.—«Energie und Technik», 1966, H. 9.

220. Todd K. W., Gregory B. An experiment on erosion control, using A 60-MW steam turbine.—«Trans. ASME», 1968, v. 31, № 1.

221. Volmeun W., Kuhn A. Wasserabscheider für Nassdampfturbinen in Atomkraftwerken.—«Brown Boveri Mitt.», 1962, № 7/8.

222. Wodd B. Wetness in steam cycles.—«Proc. the Institute of Mechanical Engineers», London, 1960, v. 174, № 4.

223. Wulff W., Christ K. Dampfeuchtheitsmessungen am Niederdruckteil einer 50 MW-Dampfturbine.—«Escher-Wyss Mitt.», 1960, Bd 33, H. 1—3.

224. Wurz D. Experimentelle Untersuchung der Strömungsverhaltens dünner Wasserfilme und deren Rückwirkung gleichgerichteten Luftstrom mässiger bis hoher Unterschallgeschwindigkeit. Dissertation, T. H. Karlsruhe, 1971.

225. Zierep J., Lin S. Ein Ähnlichkeitsgesetz für instationäre Kondensationsvorgänge in Lavaldüsen.—«Forsch. im Ingenieurwesen», 1968, H. 1.

226. Zierep J., Lin S. Bestimmung des Kondensationsbeginns bei der Entspannung feuchter Luft in Überschalldüsen.—«Forsch. im Ingenieurwesen», 1967, Bd 33, № 6.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
-----------------------	---

Глава первая

Основные уравнения и характеристики двухфазных потоков	6
1-1. Модель двухфазной среды. Некоторые обозначения и предпосылки	8
1-2. Основные уравнения потоков двухфазных сред	8
1-3. Степень неравновесности процесса расширения двухфазной среды	10
1-4. Некоторые условия подобия потоков двухфазных сред	13
1-5. Приближенный расчет характеристик двухфазных потоков	15

Глава вторая

Возникновение жидкой фазы в решетках турбинной ступени	19
2-1. Конденсация пара в неподвижных сопловых решетках	19
2-2. Расчет спонтанной конденсации пара в соплах Лавала	22
2-3. Возникновение скачков уплотнения в соплах при конденсации пара	24
2-4. Анализ нестационарных явлений в соплах Лавала	26
2-5. Конденсация пара на рабочих лопатках турбин	31
2-6. Анализ конденсации пара в пограничном слое на рабочих лопатках	35
2-7. Процессы конденсации в кромочных следах сопловых и рабочих лопаток	37
2-8. Экспериментальное исследование возникновения влаги в решетках турбинных ступеней	44

Глава третья

Структура потока влажного пара в решетках турбинных ступеней	50
3-1. Траектории движения и взаимодействие капель с поверхностями сопловых и рабочих лопаток	50
3-2. Некоторые особенности двухфазного пограничного слоя и движения тонких пленок	57
3-3. Особенности движения крупнодисперсной влаги в неподвижных решетках	61
3-4. Движение и дробление капель в кромочном следе решеток	66
3-5. Движение тонких пленок жидкости в поле центробежных сил	71

Глава четвертая

Аэродинамические характеристики турбинных решеток	77
4-1. Методы экспериментального исследования решеток	77
4-2. Распределение давлений и скоростей вдоль обводов профилей	80
4-3. Влияние влажности на потерю энергии, коэффициенты расхода и углы выхода потока в решетках	83
4-4. Характеристики решеток при переменных режимных параметрах	87
4-5. Влияние геометрических размеров решеток на их аэродинамические характеристики	91

Глава пятая

Влияние влажности на характеристики ступеней турбин	95
5-1. Энергетические характеристики турбинных ступеней. Баланс потерь	96

5-2. Влияние геометрических и режимных параметров на характеристики ступеней	100
5-3. Некоторые результаты исследований радиально-осевых ступеней	106
5-4. Экспериментальное исследование ступеней большой верности и отсеков турбин	111
5-5. Приближенные расчеты к. п. д., реакции и коэффициентов расхода	119

Глава шестая

Сверхзвуковые ступени насыщенного пара	123
6-1. Анализ течения переохлажденного пара в соплах при высоких начальных давлениях	123
6-2. Структура потока в зоне релаксации за фронтом ударной волны	127
6-3. Некоторые особенности расчета и профилирования сверхзвуковых ступеней насыщенного пара	130
6-4. Влияние геометрических и режимных параметров на характеристики сверхзвуковых ступеней насыщенного пара	137

Глава седьмая

Эрозия лопаток в турбинах влажного пара	140
7-1. Возможные виды эрозии деталей паровой турбины	140
7-2. Механизм эрозионного разрушения лопаток паровых турбин	143
7-3. Влияние свойств металлов на интенсивность эрозионного разрушения	148
7-4. Методы борьбы с эрозией	151
7-5. Влияние эрозии на величину предельной влажности за последней ступенью	156

Глава восьмая

Сепарация влаги из проточных частей турбин	159
8-1. Исследование сепарирующей способности турбинного рабочего колеса с пластинами	160
8-2. Влияние геометрических и режимных параметров на сепарацию влаги из пространства над рабочим колесом	164
8-3. Внутриканальная сепарация влаги в турбинной ступени	172
8-4. Специальные турбинные ступени сепараторы	182
8-5. Промежуточные сепараторы и сепараторы-перегреватели	188
8-6. Влияние сепарации влаги на экономичность турбин и расчет коэффициента сепарации	193

Глава девятая

Особенности конструкций турбин и тепловые схемы атомных электростанций	197
9-1. Тепловые схемы АЭС	197
9-2. Особенности конструкций турбин АЭС, работающих на насыщенном паре	204
9-3. Выбор некоторых параметров мощных турбин АЭС	222
Список литературы	226